

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCUS Lucien

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des détecteurs au Germanium et à leur utilisation en particules chargées. Application à l'étude expérimentale des réactions (d,d') (d,p) (d,t) à 80 MeV sur ^{12}C .

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 2.3.1970 devant la Commission d'examen.

MM. J. TEILLAC

Président

M. M. RIOU

Mme H. LANGEVIN-JOLIOU

Mme H. FARAGGI

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCUS Luc

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des détecteurs au Germanium et à leur utilisation en particules chargées. Application à l'étude expérimentale des réactions (d,d') (d,p) (d,t) à 80 MeV sur ^{12}C .

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 2.3.1970 devant la Commission d'examen.

MM. J. TEILLAC

Président

M. M. RIOU
Mme H. LANGEVIN-JOLIOU
Mme H. FARAGGI

} Examineurs

232381

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY



R E M E R C I E M E N T S

J'exprime ma profonde reconnaissance à M. le Professeur J. TEILLAC qui m'a accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et a encouragé nos premières expériences.

Madame H. LANGEVIN-JOLIOU a bien voulu m'associer à son équipe et me proposer ce travail dont elle a assuré la direction. Qu'elle trouve ici l'expression de ma gratitude pour la compétence, l'aide, les conseils et l'esprit critique dont elle n'a cessé de me faire profiter.

Je remercie tous les membres de l'équipe, G. DUHAMEL, C. STEPHAN, J.P. DIDELEZ et P. NARBONI, dont l'aide ne m'a jamais fait défaut.

M. LANGEVIN et A. BUSSIERE de NERCY m'ont fait part de leur expérience et de leurs conseils; qu'ils en soient remerciés.

La réalisation des détecteurs est le résultat d'un travail de groupe; je tiens à remercier particulièrement A. BARBIER et R. GACOUGNOLLE, ainsi que G. DUPRE et M. CUKIERMAN de leur efficace collaboration et de leur amitié.

Je remercie l'ensemble du service d'Electronique-Physique et de l'I.B.M. 360 et spécialement G. CORBE et J. DESCHAMPS, dont le concours m'a été précieux.

La compétence et l'efficacité du Service des Basses Températures a été un élément essentiel, tout au long de ce travail. Que Messieurs S. BUHLER, G. POUILLION, J. MOMMEJAT et tout le personnel de ce service trouve ici l'expression de mes remerciements.

Je remercie également F. REIDE, les membres du service du Synchrocyclotron et ceux du service de Mécanique pour leur participation aux expériences.

Enfin, je suis heureux de remercier tout le personnel du Laboratoire ayant contribué à ce travail. Madame T. LUZI et C. GRISAUD en ont assuré la présentation matérielle. Je les en remercie.

C'est en qualité d'Attaché de Recherche au C.N.R.S. que j'ai pu accomplir ce travail.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

PREMIERE PARTIE :

Détecteurs Germanium (Lithium)

CHAPITRE_I :

Détecteurs à structure N.I.P. Théorie	
1 - Zone intrinsèque par compensation	1
2 - Détection nucléaire	6

CHAPITRE_II :

Détecteurs Germanium (Lithium) - Réalisation et caractéristiques	10
--	----

DEUXIEME PARTIE :

Détecteurs Germanium pour les particules chargées

Introduction	22
--------------	----

CHAPITRE_I :

Etude expérimentale - Réponse aux deutons de 80 MeV	
1 - Réponse des détecteurs Ge(Li) aux deutons de 80 MeV en fonction du point d'impact	25
2 - Réponse globale des détecteurs sélectionnés	29

CHAPITRE_II :

Discussion des résultats - Phénomènes de piégeage	
1 - Formation de plasma et recombinaison	34
2 - Rôle du piégeage sur l'efficacité de collection des charges	36
3 - Les impuretés du Germanium - Source de piégeage	45
Conclusion	46

TROISIEME PARTIE :

Application - Contribution expérimentale à l'étude des réactions (d,d')(d,p)(d,t) sur ^{12}C .

CHAPITRE_I :

Méthode expérimentale	
1 - Principe	47
2 - Dispositif expérimental	47
3 - Analyse des données	51

CHAPITRE_II :

Résultats sur ^{12}C et discussion	
1 - Diffusion inélastique $^{12}\text{C}(d,d')^{12}\text{C}$	60
2 - Réaction $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ et cassure du deuton	65
3 - Réaction $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$	70
Conclusion	75



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551520_0017

I N T R O D U C T I O N

Le présent travail a, pour point de départ, la décision, prise en 1964, à l'Institut de Physique Nucléaire, d'étudier les détecteurs du type Germanium (Lithium) pour la spectroscopie gamma. A cette époque, en effet, les premiers résultats publiés faisaient état de résolutions extrêmement intéressantes et tendaient à accréditer l'idée que ces détecteurs deviendraient, à plus ou moins long terme, indispensables dans ce domaine. A cette fin, l'Institut de Physique Nucléaire décidait de se doter d'un groupe d'étude et de réalisation où seraient poursuivies les recherches nécessaires à leur mise au point et à leur développement.

Nous présentons d'abord les résultats et un certain nombre de conclusions auxquels nous sommes arrivés à ce sujet, sans nous attacher à tel ou tel aspect plus particulier des détecteurs. La première diode a été opérationnelle en décembre 1965, une soixantaine d'autres de différents types ont suivi jusqu'à ce jour. Nous présentons aussi les possibilités offertes par nos premiers essais d'implantation d'ions.

Dans la perspective d'expériences de réactions nucléaires envisagées au Synchrocyclotron d'Orsay avec des deutons de 80 MeV, nous nous sommes proposés d'étendre les possibilités d'utilisation des Germanium à la détection des particules chargées. Cet élargissement de leur domaine d'application classique semblait particulièrement prometteur dans la gamme des énergies moyennes, compte-tenu des avantages propres des diodes germanium, et ce malgré certaines limitations prévisibles a priori. Nous en avons évalué les possibilités et les limitations et nous présentons, dans une deuxième partie, les éléments que nous avons réunis et nos conclusions actuelles.

Cette étude nous a conduit à examiner la réponse ponctuelle des détecteurs et à regarder plus en détail les phénomènes de piégeage. Nous expliquons et comparons les résultats obtenus à un calcul de collection des charges dans les diodes germanium.

Nous avons utilisé, lors d'une première expérience, des détecteurs germanium pour l'étude de la diffusion élastique sur une dizaine de noyaux; cependant, dans le domaine des réactions nucléaires, les détecteurs semi-conducteurs trouvent leur justification et leur plein intérêt lorsque, associés en télescope, ils permettent l'identification des particules détectées. Nous avons étudié un tel ensemble suivant le principe $E(\text{Ge}) - \Delta E/\Delta X(\text{Si})$, associé à un ordinateur IBM 360 pour le stockage et le traitement des données. Nous avons appliqué la méthode à l'étude des produits des réactions induites par des deutons de 80 MeV sur le ^{12}C et le ^{24}Mg .

La diffusion de deutons, les réactions de stripping (d,p) et de pick-up (d,t) n'ont pratiquement pas été étudiées au dessus de 50 MeV; il nous a paru intéressant, de ce fait, d'analyser les spectres de protons, deutons et tritons obtenus à 80 MeV, dans un large domaine d'énergie d'excitation et de comparer nos résultats à ceux rapportés soit à d'autres énergies, soit pour d'autres particules incidentes, en particulier aux expériences (p,p'). Il était intéressant, de ce point de vue, d'étudier à 80 MeV le noyau de ^{12}C , bien connu par ailleurs.

Les sections efficaces différentielles de diffusion inélastique ont été étudiées pour les niveaux du ^{12}C jusqu'à 22 MeV d'énergie d'excitation. Nous rapportons les sections efficaces de stripping conduisant aux niveaux excités du ^{13}C , ainsi que celle relative à la réaction (d,pn) de cassure du deuton. De la réaction de pick-up, nous avons extrait les sections efficaces des premiers niveaux du ^{11}C . L'ensemble des résultats est présenté et discuté dans la troisième partie.

P R E M I E R E P A R T I E

-~--~--~-

DETECTEURS GERMANIUM (LITHIUM)

CHAPITRE I

DETECTEURS A STRUCTURE N.I.P. - THEORIE

Les premiers détecteurs nucléaires à semi-conducteurs étaient des diodes à jonction N-P, la zone de charge d'espace créée par application d'un champ électrique (zone déplétée) étant la partie sensible du système. Nous ne reviendrons pas sur le fonctionnement de ce type de diodes qui a été abondamment traité dans la littérature.

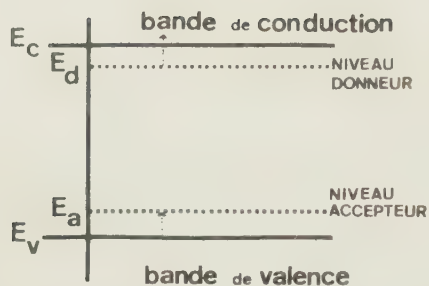
Dans les détecteurs N-P, l'épaisseur de la région déplétée est limitée par la résistivité du matériau de départ et par la tension qu'on peut lui appliquer; en général, cette épaisseur ne dépasse pas 1,5 à 2 mm, ce qui est insuffisant dans de nombreux cas de détection, tant de particules énergiques (électrons ou particules chargées) que de gammas.

Cette constatation a conduit à la recherche de méthode de compensation, permettant d'obtenir des zones épaisses ayant un comportement voisin de l'intrinsèque, par exemple par compensation des accepteurs d'un semi-conducteur de type P par des donneurs. A partir de ce principe, PELL {1} a obtenu pour la première fois, en 1960, une zone à haute résistivité dans du silicium.

1 - ZONE INTRINSEQUE PAR COMPENSATION

La quantification des niveaux d'énergie de l'atome conduit à décrire la structure électronique d'un solide cristallin en terme de bandes d'énergie "permises" séparées par des bandes "interdites". Un corps semi-conducteur ne présente à 0°K que des bandes totalement occupées; à $T \neq 0$, l'excitation thermique est suffisante pour que des électrons de la bande d'énergie la plus faible (bande de valence) franchissent la bande interdite et passent dans la bande permise supérieure (bande de conduction), laissant des trous dans la bande de valence. Parallèlement à cette formation de paires électrons-trous, des porteurs de signe opposé peuvent s'annihiler et à une température donnée, il se produit un équilibre entre les deux processus de création et de capture; cet équilibre, qui détermine la densité de trous et celle, identique, des électrons de conduction, est appelé semi-conduction intrinsèque. A la conduction intrinsèque correspond une résistivité intrinsèque qui est pour le germanium à température ambiante $\rho_{int}(\text{Ge}) = 47 \text{ ohm-cm}$.

Dans le cristal théorique de germanium ou l'atome est lié par quatre liaisons covalentes, les niveaux permis ne se trouvent que dans les bandes de conduction et de valence. En fait, dans les cristaux réels, les impuretés chimiques introduisent des niveaux supplémentaires dans la bande interdite. Ces atomes peuvent être ionisés, soit en donnant un électron à la bande de conduction (donneurs), soit en créant un trou dans la bande de valence (accepteurs), avec



des énergies mises en jeu, très largement inférieures à la largeur de la bande interdite {Fig.1}. Par exemple, la présence d'atomes trivalents en excès, tels ceux de Gallium, fait apparaître des niveaux accepteurs voisins du haut de la bande de valence et une très faible énergie d'excitation thermique suffit à un électron de cette bande pour venir occuper un état de ce niveau, en créant un trou. On est en présence d'un semi-conducteur extrinsèque de type P, dans lequel les électrons et les trous ne sont plus en équilibre à concentration égale; le matériau contient des porteurs

de charges mobiles susceptibles de donner naissance à une conduction électrique.

En fait, quelle que soit la situation initiale, l'obtention de concentrations égales de donneurs et d'accepteurs conduit à une situation similaire à celle d'un matériau intrinsèque. Ceci est le seul moyen pratique, dit "compensation", de réaliser un semi-conducteur à comportement intrinsèque stable et permanent, compte-tenu des impératifs de pureté qu'il serait nécessaire d'atteindre pour avoir un corps naturellement intrinsèque.

a) - Migration d'ion :

La réalisation d'une zone intrinsèque par compensation est basée sur le déplacement d'ions donneurs ou accepteurs dans le champ d'une jonction N-P polarisée en inverse.

PELL a considéré la migration d'ions Lithium (Li) dans un matériau de type P. Dans ce cas, les ions Li^+ sont donneurs, ainsi qu'il apparait sur la

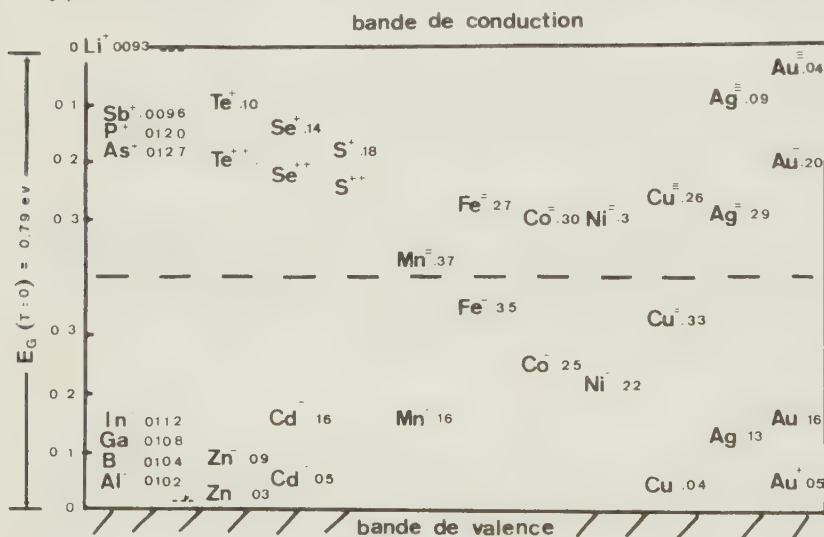


Fig. 2 - Niveaux d'impuretés dans le Germanium.

figure {2} (niveau donneur à 0,0093 eV de la bande de conduction). Le choix du lithium est essentiellement motivé par sa très grande mobilité et sa très faible énergie d'ionisation. Ionisé à température ambiante et ayant un rayon (0,60 Å) faible comparé aux dimensions du réseau Ge (5,64 Å) le lithium peut se déplacer facilement à travers le réseau comme ion interstitiel par application d'un champ électrique.

Jonction N-P :

Appelons N_A le niveau d'accepteur par unité de volume, présent initialement dans le cristal de

façon uniforme. Le lithium est d'abord diffusé thermiquement dans le germanium à partir d'une surface-source contenant N_0 atomes-donneurs de Li par unité de volume avec $N_0 \gg N_A$. Ce dépôt initial peut être opéré par exemple par évaporation sous vide. On obtient ainsi une jonction N-P interne à une position $x = c$ (Figure {3a}). Pour des températures de diffusion suffisamment haute, telle que la migration dans le champ interne de la jonction soit négligeable, la concentration initiale de donneur en fonction de la distance x de la surface est donnée par {2} {3} :

$$N_d = N_0 \operatorname{erfc}(y) = N_0 \{1 - \operatorname{erf}(y)\}$$

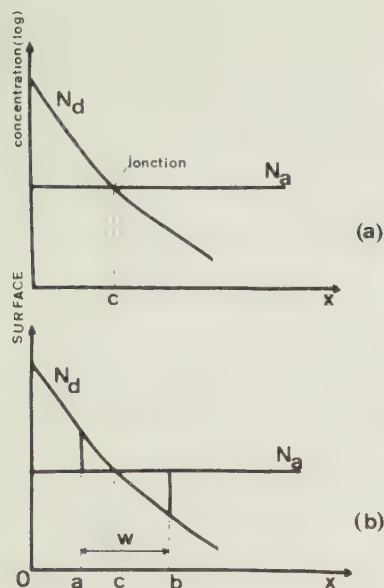


Fig. 3 - Distribution du lithium
a) après diffusion
b) après migration

avec :

$$y = \frac{x}{2(D_0 t_0)^{1/2}}$$

ou D_0 représente le coefficient de diffusion thermique, t_0 la durée de la diffusion et erf la fonction erreur.

Au point $x = c$, c'est-à-dire à la jonction N-P, $N_d = N_A$.

La profondeur de la jonction est déterminée par :

$$N_A = N_0 \operatorname{erfc} \frac{c}{2\sqrt{D_0 t_0}}$$

La figure {4a} donne la distribution du lithium dans le germanium. Nous avons calculé, figure {4b}, la profondeur de la jonction pour $N_A = 2.10^{14}$ at/cm³ à différentes températures de diffusion.

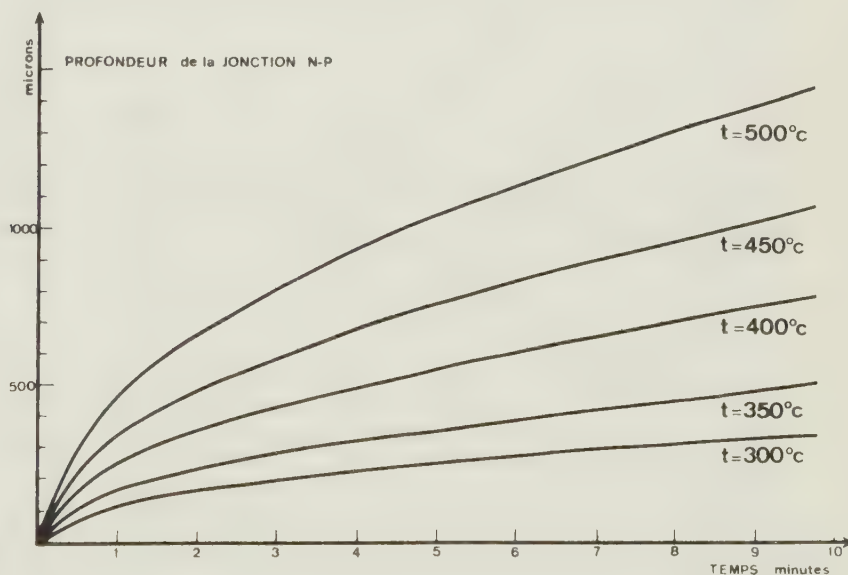
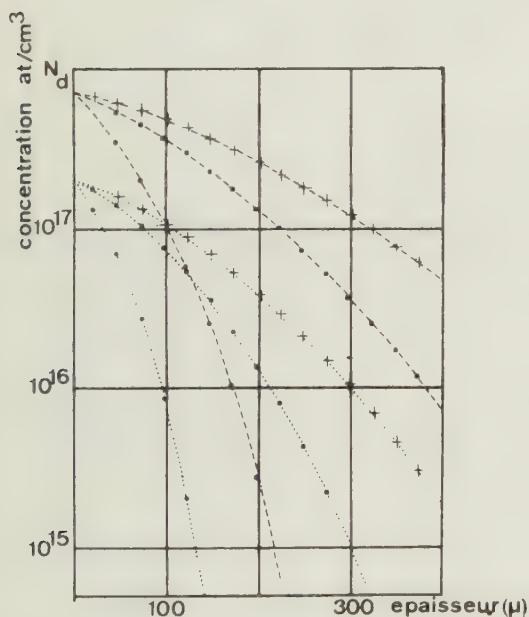


Fig. 4 - a) Distribution calculée du lithium dans le germanium d'après COCHE (1), pour des températures de diffusion de 350°C (.....) et 400° (---), et pour des temps de diffusion de 2 mn (.), 5 mn (■) et 10 mn (+)
b) Profondeur de la jonction N-P.

Migration :

Si on applique une tension inverse à cette jonction N-P, un champ électrostatique (E) va apparaître dans la région de charge d'espace s'étendant, sur une très courte distance, de part et d'autre de $x = c$. Le champ exerce une force tendant à déplacer les ions Li^+ positivement chargés du côté de la jonction riche en Li^+ vers le côté déficient en Li. Ce mouvement se fait d'autant plus vite que la température est élevée, donnant aux ions Li^+ une mobilité importante.

Le nombre d'ions Li^+ traversant une unité de surface de la jonction en un temps dt est :

$$d N_d = E_\mu N_A dt$$

ou μ est la mobilité électrique, défini comme coefficient de proportionnalité entre la vitesse d'un porteur et le champ électrique :

$$\vec{V} = \mu \vec{E}$$

et le terme N_A , remplaçant en première approximation N_D , puisque le champ n'existe que dans une région où $N_D \approx N_A$. Cette relation suppose que le champ E est suffisamment élevé, de telle façon que la migration soit supérieure à toute diffusion. Dans ce cas, la concentration en ions Li^+ pour $x < c$ décroît, la concentration pour $x > c$ augmente. La concentration Li^+ ne peut cependant tomber en dessous de N_A pour $x < c$, car l'excès d'accepteur en cet endroit créerait un champ local qui augmenterait le débit d'ions Li^+ dans la région déficitaire jusqu'à ce qu'elle disparaisse.

Pour une raison identique, la concentration Li^+ ne peut dépasser N_A pour $x > c$. La valeur de N_D décroît vers N_A pour $x < c$, et croît jusqu'à N_A pour $x > c$, produisant ainsi une région intrinsèque en $N_A = N_D$ (Fig. {3b}). Un calcul simple permet de vérifier l'exactitude de la compensation.

Le débit d'ions Li^+ au point x est :

$$J_D(x) = q N_D \mu_D E(x)$$

Si, en un point x_1 , la densité de charges $\rho(x_1)$ est positive, par exemple, l'équation de POISSON $\frac{dE}{dx} = \rho$ entraîne

$$E(x > x_1) > E(x < x_1)$$

et par suite :

$$J_D(x > x_1) > J_D(x < x_1)$$

Les ions Li^+ arrivant en x sont moins nombreux que les ions partant de x_1 et $\rho(x_1)$ tend vers zéro. De même si $\rho(x_2)$ est négatif.

Épaisseur de la zone compensée :

PELL a déterminé que la concentration varie très rapidement aux limites de la zone "compensée" ($x = a$ et $x = b$ sur la figure) et a calculé son épaisseur w . La quantité de lithium qui traverse une surface unité dans un

intervalle de temps t (représenté par la partie hachurée de la courbe) est donnée par :

$$\int_0^t E \mu N_A dt = \int_a^c N_D dx - (c-a)N_A = (b-c)N_A - \int_c^b N_D dx$$

Dans le cas usuel ou t est assez grand et ou $w \gg \frac{2D_0 t_0}{c}$, on trouve :

$$w = (2 V_{\mu_0} t)^{1/2}$$

Cette relation est représentée sur le graphique de la figure {5a} et par l'abaque de la figure {5b}. On remarquera que les temps nécessaires à la migration sont longs (20 jours pour compenser 10 mm de germanium à 40°C sous 500 volts).

Le potentiel applicable est limité par la possibilité de "claquages" aux tensions élevées. La température est, de même, limitée car, pour des valeurs trop fortes, la jonction perd ses propriétés de diode (le cristal devient intrinsèque, aussi bien dans la zone N que dans la zone P), et des courants importants de génération thermique apparaissent. Les électrons et les trous thermiques créent durant leur traversée de la zone compensée, une charge d'espace supplémentaire, perturbant le débit d'ions Li^+ ; il s'ensuit que la compensation n'est plus rigoureuse.

b) - Exactitude de la compensation :

La théorie précédente ne tient pas compte d'un certain nombre d'éléments que nous allons examiner.

La charge d'espace existant dans une diode N-I-P doit être prise en considération dans l'examen du bilan global de la compensation. En dehors de la région déplétée, il n'y a pas de charges d'espace, car le nombre de porteurs majoritaires (N ou P) est très largement supérieur à la variation du nombre de porteurs minoritaires, qui ne peuvent introduire de perturbation notable. Dans la zone I, les porteurs générés par agitation thermique créent une zone de charge d'espace. En l'absence de polarisation, les taux de génération thermique et de recombinaison sont égaux. Mais en présence de tension, les porteurs se déplacent, produisant une charge d'espace qui varie linéairement avec la distance, si on néglige la recombinaison, et qui introduit une distorsion dans le champ électrique.

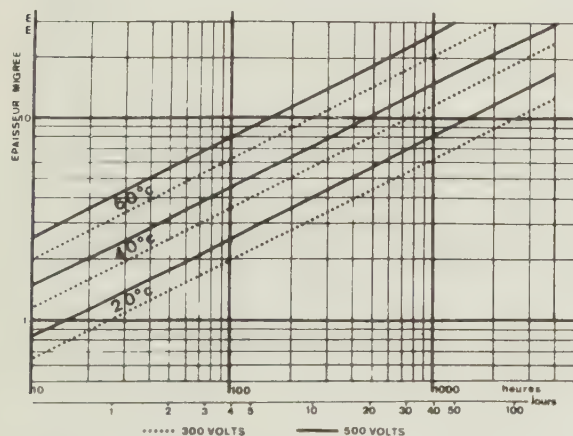
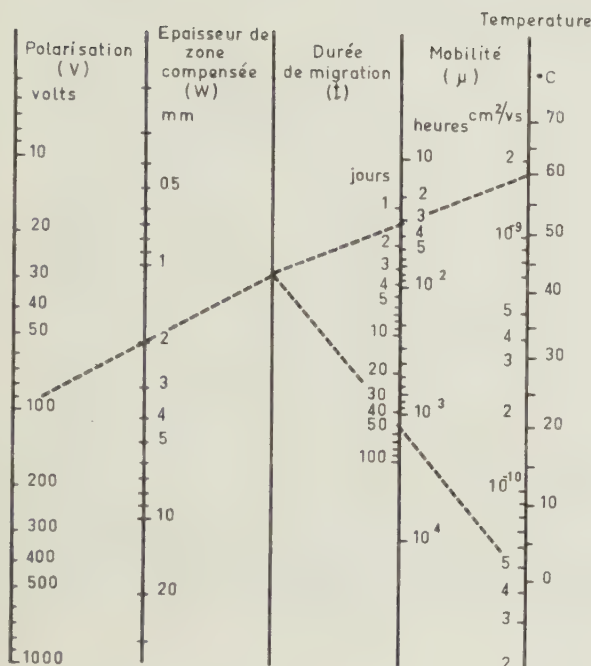


Fig.5 - Epaisseur de migration

La distribution des ions lithium s'opère de façon à compenser cette charge d'espace dans la région intrinsèque et, par conséquent, varie avec la distance; il en résulte une jonction graduelle. Quand la diode est refroidie après la migration, les porteurs thermiques (et la charge associée) deviennent négligeables, mais la distribution du lithium demeure identique à celle existant pendant la migration. Il est donc fondamental, après la migration principale, de procéder à une migration supplémentaire à froid (entre $+5^{\circ}$ et -10°C) où la génération de porteurs est très faible, pour réaliser une compensation plus complète.

L'exactitude de la compensation des impuretés acceptrices dépend aussi de la distribution de ces accepteurs dans le semi-conducteur de départ. GIBBONS et IREDALE {4} ont montré que la compensation exacte est un cas particulier qui se produit seulement si la concentration N_A est uniforme ou si le champ appliqué est orthogonal à grad N_A . Dans tous les autres cas, si une condition d'équilibre est réalisée durant la migration, il doit y avoir une inégalité entre le nombre d'atomes de lithium et d'accepteurs présents. Cette situation est "gelée" quand, à la fin de la migration, le cristal est refroidi. Il en résulte une charge non compensée, excès de lithium ou d'accepteurs, qui entraîne une rigidité électrique plus faible dans certaines parties du cristal, que celle que l'on peut normalement escompter. GIBBONS et al. ont calculé la distribution du lithium et la variation du champ électrique à travers la zone compensée pour des géométries planaires et coaxiales dans le cas où la concentration en accepteur présente un gradient linéaire dans la direction de migration.

On peut en tirer quelques remarques. La quantité de charge emmagasinée dans la région compensée est déterminée par les variations relatives de la concentration N_A et est indépendante de la valeur absolue de cette concentration. Le matériau de départ doit donc présenter des variations relatives de résistivité aussi faible que possible. Cette quantité de charge est proportionnelle à la tension de migration; la migration à froid doit donc être faite avec des tensions relativement basses. Dans les détecteurs coaxiaux des variations radiales de la concentration en accepteur peuvent avoir des effets importants en amplifiant les variations structurelles déjà importantes du champ électrique dans la diode.

2 - DETECTION NUCLEAIRE

Nous supposons le détecteur parfait et la durée des vies des porteurs suffisamment longue pour ne pas intervenir dans le processus de collection.

a) - Collection des charges et forme des impulsions :

Le passage d'une particule ou l'interaction d'un gamma dans la zone sensible d'un détecteur génère un grand nombre de paires électrons-trous qui sont séparées et collectées par le champ électrique présent dans la zone déplétée. La forme de l'impulsion de courant obtenue à la sortie du détecteur dépend de l'épaisseur de la zone utile, de la distribution de champ, de la mobilité des charges, de la distribution initiale de charge d'espace créée fonction du type et de l'énergie de la radiation, ainsi que de la position géométrique des interactions.

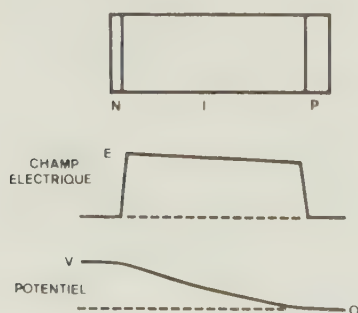


Fig. 6 - Structure N.I.P.
Champ et potentiel.

Nous étudierons d'abord le signal résultant de la création d'une seule paire électron-trou dans un détecteur P.I.N. planaire.

Dans une telle diode, le champ électrique est constant à travers la zone de déplétion (Fig. {6}). Supposons le détecteur relié à un préamplificateur de charge ayant une capacité de contre-réaction C_f et un gain en boucle ouverte $-A$, supposé grand (figure {7}). Toute charge parcourant le détecteur tend à produire un signal négatif à l'entrée de l'amplificateur, mais la contre-réaction force le point d'entrée (et par conséquent l'anode du détecteur), à rester à potentiel constant.

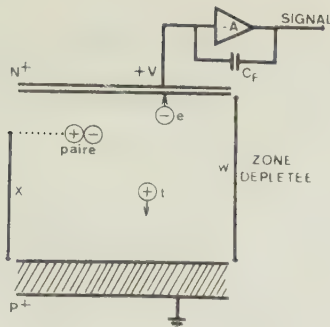


Fig. 7 - Collection d'une paire électron-trou dans un détecteur N.I.P.

Avec V constant, l'énergie dans la zone compensée est $W = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$ où Q est la charge du détecteur de capacité C :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{Q}{C} \frac{dQ}{dt} = V \frac{dQ}{dt}$$

Le travail sur un électron pendant le temps dt (champ $\times$ charge $\times$ distance) s'écrit :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{V^2}{w^2} \cdot q \cdot \mu_e$$

soit : $V \frac{dQ}{dt} = \frac{V^2}{w^2} \cdot q \cdot \mu_e$

et $\frac{dQ}{dt} = \frac{V}{w^2} \cdot q \cdot \mu_e$

Ceci représente le courant i_e dans le circuit externe

Le courant dure jusqu'à ce que l'électron atteigne l'électrode positive, moment où il s'annule. Ceci a lieu au temps :

$$T_e = (w_0 - x_0) \frac{w}{\mu_e V} = (w_0 - x_0) \cdot v_e$$

ou x_0 est la position de la paire créée et v_e la vitesse de l'électron.

On aurait de même, pour le courant d'un trou :

$$i_t = \frac{V}{w^2} \cdot q \cdot \mu_t \quad \text{et} \quad T_t = x_0 \cdot v_t$$

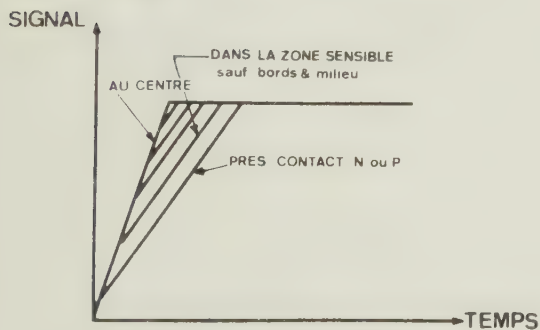
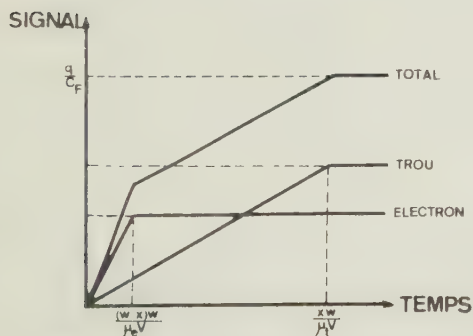


Fig. 8 - Forme de l'impulsion pour une paire électron-trou et répartition en fonction de la position de l'événement dans un N.I.P. germanium.

On vérifie aisément que la charge totale passant dans le circuit externe est q .

Le signal résultant pour une paire électron-trou est représenté sur la figure {8}. On voit que pour les détecteurs P.I.N., le signal dû à un type de porteur est proportionnel à la fraction de la zone utile qu'il traverse.

Dans le germanium, la vitesse des porteurs est limitée à environ 10^7 cm/s (vitesse de saturation atteinte pour des champs de l'ordre de 1000 V/cm); le temps de transit est, dans ces conditions, de 10^{-8} s/mm.

La charge délivrée aux extrémités, virtuellement à la masse de la diode, est convertie en une amplitude de tension par le préamplificateur et les filtres de l'amplificateur principal. La différence de l'amplitude de tension résultant d'une impulsion de courant de durée finie, et de l'amplitude résultant d'une impulsion de courant infiniment courte transportant la même charge totale, est appelée "l'effet balistique". {5}.

Nous reviendrons en détail sur la question de collection des charges pour les particules, dans la deuxième partie.

b) - Energie de création d'une paire électron-trou :

Dans l'interaction d'une radiation nucléaire avec le milieu semi-conducteur intervient une quantité fondamentale, indépendante du rayonnement incident : l'énergie moyenne ϵ que doit céder la radiation pour créer une paire électron-trou. Le mécanisme exact du transfert d'énergie au milieu reste encore relativement mal connu. SCHOCKLEY {6} a développé un modèle phénoménologique : la radiation incidente crée des trous et des électrons énergiques qui, à leur tour, produisent des paires, etc... L'énergie est dissipée de trois façons :

1 - Production de paires électron-trou = absorption de l'énergie minimale E_p (seuil) pour générer une telle paire. E_p est un paramètre ajustable, approximativement égal à la largeur de la bande interdite du semi-conducteur ("gap").

2 - Transfert d'énergie au réseau cristallin : pour chaque ionisation (création d'une paire), il y a transfert d'énergie au réseau par l'intermédiaire de r phonons (vibration de Raman du réseau), correspondant à une énergie E_R ; r est un autre paramètre ajustable.

3 - Energie résiduelle ou état final E_f d'un porteur : lorsque celui-ci ne peut plus créer d'ionisation ($E_f < E_p$), il cède son énergie au réseau par l'intermédiaire de phonons.

La somme de ces trois contributions donne l'énergie moyenne associée à la création d'une paire électron-trou :

$$\overline{\epsilon} = E_p + r E_R + E_f$$

A partir de valeurs expérimentales de E_p , E_R et r , SCHOCKLEY a calculé ϵ . En prenant $E_p = E_g = 0,66$ eV pour le germanium à 300°K, il a prédit $\epsilon = 3,6$ eV.

La variation de ϵ avec la température a été observée par de nombreux auteurs {7} {8} {9}. Pour le germanium, nous retiendrons que, à 77°K, $\epsilon = 2,97$ eV/paire. {8} {10}.

c) - Facteur de FANO :

Dans un semi-conducteur, une radiation incidente produit des paires électron-trou et des phonons. Il y a compétition entre la génération de phonons et la création de paires; le partage de l'énergie déposée entre l'ionisation et l'excitation doit être de nature statistique. Il s'en suit que le nombre N de paires correspondant à une énergie donnée est sujet à fluctuation. En pratique, et pour un grand nombre d'événements, ces fluctuations obéissent à une distribution normale :

$$P(N) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{(N-\bar{N})^2}{2\sigma^2} \right]$$

dont la moyenne et la variance sont $\bar{N}$ et σ^2 .

Pour une énergie E perdue dans le détecteur, on peut écrire :

$$\bar{N} = \frac{E}{\epsilon}$$

où ϵ est l'énergie moyenne de création de paire. A cause du caractère stochastique du mécanisme d'ionisation, on ne peut assimiler la variance du nombre de paires créées à la moyenne (ce qui reviendrait à suivre une loi de Poisson). FANO {11} a proposé d'écrire :

$$\sigma^2 = F \cdot \bar{N}$$

où F est un paramètre, appelé facteur de FANO, dont la valeur peut varier entre 0 et 1 .

La statistique de production de paires donne, en fait, la limite théorique de la résolution que l'on peut atteindre avec un détecteur. VAN ROOSBROECK {12} a élaboré un modèle mathématique de la création de paires, permettant de calculer F . A partir de cette étude, de nombreux calculs et plusieurs expériences fondées sur des mesures de résolution {13} {14} {15}, ont donné des valeurs souvent très différentes de F . Pour le germanium à 77°K, les valeurs de F les plus couramment avancées actuellement sont autour de 0,15 {16} {17} {18}.

Si Q est la charge collectée sur les électrodes après l'absorption d'une particule, on peut définir la résolution en énergie du détecteur, due aux fluctuations statistiques par σ_ϵ :

$$\sigma^2_{\epsilon^2} = F \cdot \bar{N} \epsilon^2 = F E \epsilon$$

Dans le cas d'un pic de forme gaussienne, la résolution définie par la largeur à mi-hauteur est liée à l'expression précédente par :

$$R_{\text{Gaussienne}} = 2,35 \sqrt{F \epsilon E}$$

Par exemple, à 77°K, avec un facteur de FANO de 0,13, le calcul donne 0,46 KeV et 1,46 KeV, respectivement pour des gammas de 100 et 1000 KeV dans le germanium.

CHAPITRE II

DETECTEURS GERMANIUM (Lithium) - REALISATION ET CARACTERISTIQUES

Les techniques de réalisation des détecteurs Ge(Li) ont considérablement évoluées en quelques années. Alors que de nombreux éléments incontrôlés rendaient, au début, très aléatoires les chances de réussite, les résultats obtenus, tant par nous mêmes que par les autres équipes, souvent parallèlement, permettent aujourd'hui d'en contrôler le processus, de façon satisfaisante, reproductible, et avec des taux de réussite élevés.

Il a fallu cependant, pour en arriver à ce stade, de nombreuses études techniques dans des domaines divers, menées simultanément par les différents groupes, avec de fréquents échanges; il en résulte actuellement que les techniques employées sont sensiblement les mêmes partout, à quelques détails près.

Sans refaire l'historique de cette évolution, nous signalerons ici quelques points parmi les plus importants, tels qu'ils apparaissent en l'état actuel, à la suite d'une progression, qui ne fut pas toujours harmonieuse, mais qui permit néanmoins de les dégager au fil du temps.

1 - TYPES DE DETECTEURS

Les premiers détecteurs à structure N.I.P., mis au point par FRECK et WAKEFIELD {19} étaient, pour des raisons de simplicité de type planaire, avec des surfaces de l'ordre du cm^2 , et des épaisseurs migrées de quelques mm. Ils étaient les seuls utilisés lorsque nous avons commencé ce travail et de plus, leur réalisation était infiniment aléatoire.

Les dimensions des diodes ont pu être assez rapidement augmentées. Cependant, la surface reste limitée, d'une part par les sections maximales des cristaux couramment disponibles (10 à 20 cm^2), d'autre part, par l'accroissement du courant de fuite de surface sur les bords. Quant à l'épaisseur migrée, elle ne saurait dépasser une douzaine de mm, les temps de migration devenant prohibitif au-delà (Voir fig. {5}).

La nécessité d'accroître considérablement le volume des diodes pour obtenir, en détection γ , des efficacités satisfaisantes, a conduit à rechercher de nouvelles géométries. TAVENDALE {20}, le premier, puis les autres groupes et nous-mêmes, développèrent des diodes à structure coaxiale dans lesquelles la zone N est à la périphérie, la zone compensée étant constituée par une migration radiale. Ces diodes peuvent être, soit en forme de "doigt" à cinq côtés N, soit "vraies coax.", en général à partir d'un cristal de section circulaire (Fig. {9}). Le premier type présente un plus grand volume utile à dimensions extérieures identiques, c'est-à-dire un meilleur rapport zone utile/zone morte, le second permet une meilleure collection des charges à cause de

l'uniformité de son champ électrique. Nous avons réalisé de nombreuses diodes, de ces deux types, avec des volumes utiles atteignant 50 cm^3 .

Il est vite apparu que l'accroissement des dimensions linéaires ne suffirait pas à résoudre tous les problèmes posés par l'emploi diversifié des détecteurs germanium : diodes à faible capacité pour les hautes résolutions, fenêtre mince pour les X , les électrons ou les particules, épaisseur migrée profonde...

La recherche de zones migrées profondes (25 mm), en particulier pour la détection de particules énergiques, conduit à faire migrer le lithium depuis les deux faces planes de la diode, soit simultanément, soit successivement. Nos premiers essais en ce sens ont montré la validité de la méthode, mais, si on se refuse à garder une zone P au centre, il faut pouvoir régénérer une zone P⁺ sur une des faces (Fig. {9}), ce qui rejoint le problème de la création des fenêtres d'entrée, éventuellement mince.

Or, nous avons pu constater qu'il est difficile de réaliser un bon contact sur du germanium intrinsèque qui soit stable dans le temps. La technique d'évaporation d'or sur une surface préalablement oxydée, qui est largement utilisée de façon fructueuse pour les diodes silicium, se révèle d'un emploi délicat pour le germanium, et nous n'avons pu obtenir de résultats satisfaisants : les courants de fuite sont en général

prohibitifs, bien que certaines diodes aient conservé leurs caractéristiques. La diffusion d'un élément accepteur (Ga) ne pouvant se faire qu'à haute température, (800°C) est impraticable sans détruire la zone I préexistante. Signalons cependant les essais à plus basse température, qui ont été faits récemment par MOONEY {21} qui a diffusé des ions Ga à 450°C , à partir d'eutectique In-Ga.

C'est pour s'affranchir de cette difficulté qui obère la réalisation de diodes épaisses et à fenêtre mince, que nous avons commencé l'étude de la création de zone P par implantation d'ions. Si les difficultés que nous avons rencontrées avec les barrières-or nous ont conduits à cette optique, de même que DEARNALEY {22}, elle n'est pas partagée par PEHL et GOULDING qui utilisent avec succès des germanium à fenêtre mince obtenus par la technique barrière de surface {23}.

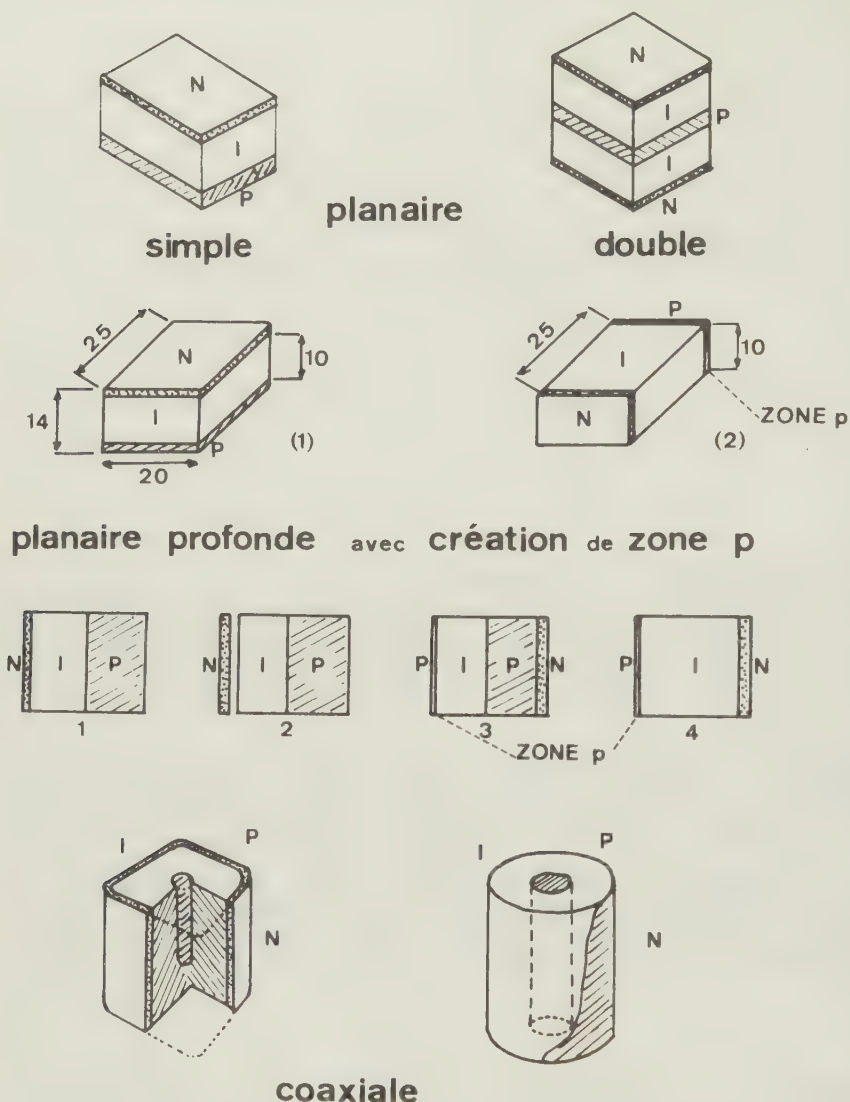


Fig. 9 - Différents types de détecteurs P.I.N.

2 - CHOIX DU MONOCRISTAL

Largement empirique, par manque total d'informations précises dans les premiers temps, le choix des cristaux de départ s'est progressivement amélioré avec l'expérience.

Parallèlement, les autres équipes arrivaient sensiblement aux mêmes conclusions quant aux caractéristiques nécessaires (mais malheureusement non suffisantes).

Il nous est très vite apparu que ce sont les caractéristiques du germanium qui conditionnent le succès, tant au niveau de la réalisation proprement dite, qu'au niveau des performances. A l'usage, il ressort un certain nombre d'impératifs quant au matériau utilisable pour des diodes N.I.P. Mises à part les conditions géométriques, on peut les résumer comme suit :

a)-Cristal de type P :

L'élément dopant est en général le gallium, qui semble bien convenir. Le zinc pourrait être choisi dans le cas où l'on désirerait seulement de faibles épaisseurs migrées (appariement important), mais une très bonne stabilité dans le temps. Actuellement, nous travaillons exclusivement avec du germanium dopé gallium.

b)-Résistivité :

Nous utilisons toujours des cristaux dont la résistivité se situe entre 18 et 25 ohms/cm. Nous avons pu constater que les matériaux de résistivité inférieure conduisent à des diodes ayant un fort courant inverse; ceux de résistivité nettement supérieure présentent presque toujours une dispersion (variation de la résistivité) le long du cristal, qui est très gênante. Pour les bons cristaux, cette dispersion ne doit pas excéder quelques % par cm. De plus, les cristaux de grande résistivité ont généralement des durées de vie des porteurs plus élevées, et enfin la quantité de lithium nécessaire pour y compenser des zones épaisses est plus faible.

c)-Durée de vie des porteurs :

Il y a intérêt à disposer d'un cristal ayant une durée de vie des porteurs libres la plus longue possible, en particulier si l'on désire utiliser ces détecteurs pour des mesures de temps. Elle ne doit pas être inférieure à 500 μ sec; 700 μ sec étant une valeur moyenne permettant de bons résultats, dans l'état actuel de la technique des cristaux des durées de vie supérieures à 1000 μ sec étant extrêmement rares. Des durées de vie élevées réduisent les courants inverses et donnent des collections complètes de charges à plus bas champ électrique.

d)-Mobilité et migrabilité :

La densité de lacunes, d'impuretés, la concentration en oxygène, les dislocations ... diminuent la mobilité du lithium et par là, la migrabilité du cristal. Il est cependant impossible de mesurer systématiquement leurs effets, de façon non destructive. Seul un essai réel de migration du lithium permet de se rendre effectivement compte, de façon globale, des qualités du matériau et autorise une sélection au niveau du laboratoire. Nous avons constaté des vitesses de migration variant dans des rapports 1 à 5 (cinq fois plus de temps pour obtenir une même épaisseur de zone compensée), les cristaux migrant lentement étant, en général, des cristaux à forte précipitation de lithium.

Malgré le rôle présumé de l'oxygène dans la réduction de la vitesse de migration, la détermination de sa concentration pour des valeurs inférieures à 10^{14} at/cm³ est mal aisée. On est, en général, obligé de se contenter d'indications qualitatives. Il faut noter que des monocristaux totalement exempts d'oxygène peuvent être non migrables à cause d'une trop forte densité de lacunes.

f)-Dislocations :

La présence de dislocations dans un cristal a, tout à la fois, des effets "mécaniques" = précipitation et "électroniques" = augmentation du courant de la diode, qu'il importe de minimiser.

Une dislocation est un défaut linéaire qui délimite dans un cristal une région de glissement; la zone perturbée autour de la dislocation a une étendue de quelques distances interatomiques. Les méthodes les plus utilisées pour les mettre en évidence dans les monocristaux de germanium sont l'étude aux rayons X, l'étude en infra-rouge et l'étude par attaque chimique. C'est cette dernière que nous avons employée {24}{25} {26} {27}.

Quand une ligne de dislocation émerge à la surface libre d'un cristal, il se produit autour de cette ligne un certain désordre atomique. Si on soumet le cristal à un agent chimique qui le dissout, la vitesse de dissolution sera plus grande au niveau de la dislocation. Chaque émergence est le point de départ d'une figure d'attaque ("etch pits") dont le nombre et l'uniformité de distribution caractérisent le cristal.

Ces solutions d'attaque chimique contiennent :

- 1) - Un agent oxydant = acide nitrique ou eau oxygénée
- 2) - Un agent complexant = acide fluorhydrique
- 3) - Eventuellement, un agent modérateur = eau distillée ou acide acétique.

Le métal est oxydé à l'état Ge O_2 , celui-ci étant attaqué par l'acide fluorhydrique pour donner un complexe Ge F_6^{--} soluble.

Des attaques chimiques de ce type, poursuivies pendant des temps de l'ordre de la minute, donnent des états de surface passivés. Ce sont ceux utilisés dans la fabrication des diodes. En prolongeant l'attaque entre 5 et 30 minutes, on met en évidence des figures de corrosion, reflet des dislocations, visible au microscope optique.

La densité de dislocation acceptable est de l'ordre de 2000 par cm^2 (pouvant aller jusqu'à 4000 par cm^2).

Les cristaux communément utilisés sont produits par tirage horizontal ou vertical (procédé czochralski) sous atmosphère de gaz neutre ou sous vide, et raffinés par fusion de zone. Nous n'avons pas remarqué de différence systématique orientant vers tel ou tel type - si ce n'est les conditions géométriques.

Le cristal de germanium est dur et très fragile. De très grandes précautions doivent être prises tout au long de l'élaboration des détecteurs pour éviter tout choc mécanique, même minime.

L'apparition d'éclats sur le cristal traduit le stade ultime de la détérioration du réseau cristallin; de profondes dislocations invisibles peuvent se produire bien avant, qui pénètrent de plusieurs cm à l'intérieur du cristal.

3 - MESURES

La zone N^+ d'un détecteur N.I.P. est obtenue par évaporation, puis diffusion thermique de lithium sous atmosphère neutre. La migration s'effectue en appliquant à la diode N.P. ainsi formée une tension inverse de quelques centaines de volts, la température étant maintenue constante par immersion de la diode dans un liquide régulé en température (pentane) {28}.

L'estimation de l'épaisseur de diffusion (environ 500μ), puis de celle de la zone compensée, peut se faire par le calcul (voir chapitre I). Les mesures physiques corrigent et complètent ces estimations.

Marguage électrolytique :

La détermination, au début, de la profondeur de diffusion, ou, par la suite, de la zone compensée, peut se faire par dépôt électrolytique de cuivre.

La diode, plongée dans une solution de So_4Cu , est polarisée en inverse; les ions Cu^{++} se déposent sur la partie polarisée négativement, délimitant la zone P.

Mesure_de_Capacité :

Un détecteur de structure N.I.P. se comporte comme un condensateur dont le diélectrique est la zone compensée. Pour un détecteur-plan, la capacité s'écrit :

$$C_{pF} = \chi \frac{S}{w}$$

S surface du détecteur (cm^2), w épaisseur de la zone compensée (cm), χ constante diélectrique ($\chi = 1,37$ pf/cm). De la mesure de C, on déduit w. Peu précise pendant la migration principale, cette méthode est surtout utilisée pendant la migration à froid (voir infra).

Mesure_de_résistivité :

La mesure de résistivité est le meilleur test de la concentration en ions lithium. Mesurée par la méthode des quatre-pointes {29} {30}, en supposant l'échantillon électriquement de dimensions infinies (correction très minime), elle permet de contrôler la disparition du lithium de la zone N et l'état du contact ohmique. Après diffusion, la résistivité est inférieure à 0,1 ohm/cm; au-dessus de quelques ohm-cm (réapparition du type P par précipitation du lithium), il est nécessaire de réenrichir la zone N.

Pointe_chaude :

Le dispositif dit de la "pointe chaude" {31} consiste en une fine aiguille de tungstène chauffée à environ 60°C ; l'agitation thermique des porteurs à son contact produit une

d.d.p. dont le signe et l'amplitude renseignent sur le type de zone et la concentration des porteurs. En particulier, la précipitation du lithium en surface qui conduit à une structure PNPP est facilement mise en évidence. (Figure {10}).

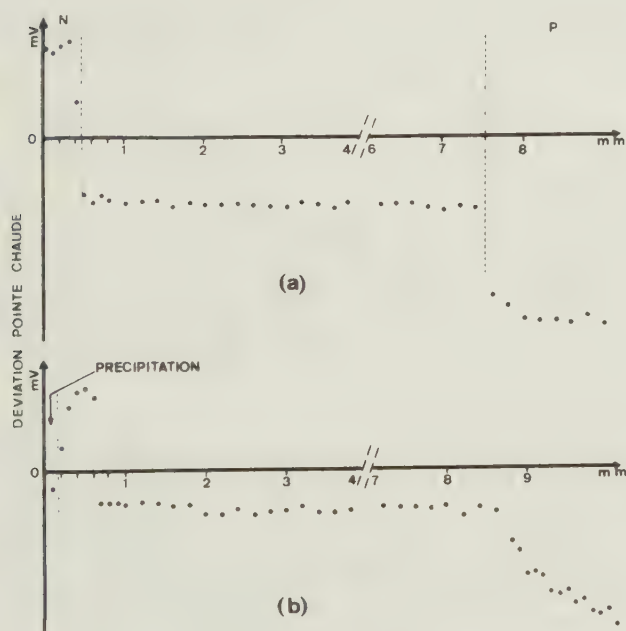


Fig. 10 - Profil obtenu à la "pointe-chaude"
a) Normal
b) Avec précipitation de lithium.

4 - MIGRATION A FROID

Nous avons vu la nécessité de terminer la migration à basse température pour obtenir une bonne compensation. Ce point est fondamental pour l'obtention de diodes ayant de bonnes caractéristiques {32} {33} {34}. Cette migration finale permet une diminution notable de la capacité, une augmentation de la tension de claquage, une réduction des effets de piégeage.

A la fin de la migration primaire, lorsque l'épaisseur désirée est atteinte, la zone N^+ appauvrie en lithium par le déplacement et la précipitation des ions est retirée et une nouvelle zone régénérée. Ceci a un triple intérêt : obtention d'une faible résistivité de surface

(< 0,1 ohm-cm) permettant un bon contact, meilleure caractéristique électrique de la structure N.I(P), réduction du piégeage. TAVENDALE {35} de même a observé une réduction des effets du piégeage des porteurs sur les diodes ayant subi un chauffage à 500 ou 600°C en fin de processus.

On note au cours de la migration à froid une diminution du courant inverse à tension constante et une diminution de la capacité. La figure {11} montre cet effet :

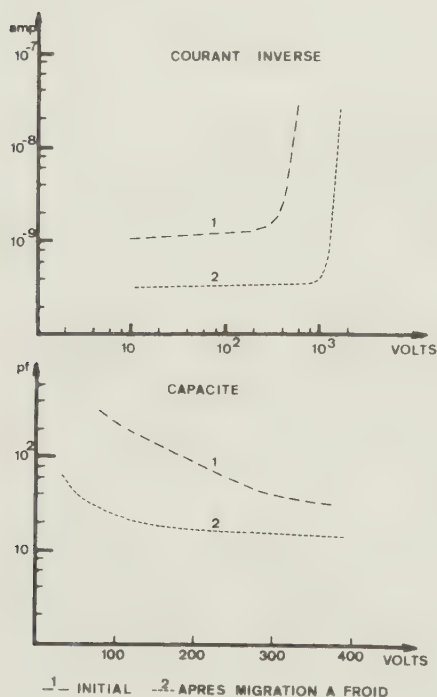


Fig. 11 - Effet de la migration à froid sur la capacité et la caractéristique courant/tension.

- en a/ , on peut voir que la tension de claquage d'une diode (77°K) a été accrue de plusieurs centaines de volts après le traitement.

- en b/ , on remarque la diminution de la capacité de la diode; l'obtention d'un plateau en fonction de la tension appliquée traduit la fin du processus d'égalisation.

Ce traitement permet, d'autrepart, de restaurer souvent les caractéristiques de diodes qui seraient rester quelques heures (jusqu'à 48 heures) à température ambiante.

5 - ETATS DE SURFACE - STABILISATION

Les diodes N.I.P. doivent avoir des courants inverses inférieurs à 10^{-9} ampères, pour des tensions de polarisation d'au moins 100 volts par mm. de zone déplétée.

Certains cristaux (rares) remplissent aisément ces conditions sans précautions particulières; les autres, surtout ceux de grandes dimensions, ont des courants élevés et des tensions de claquage faibles. Apparemment, ceci dépend étroitement du matériau de base et certains doivent être résolument rejetés après sélection.

Le courant de fuite de surface étant souvent prédominant, il est possible, dans certains cas, de traiter les surfaces des diodes, pour le minimiser. La théorie des états de surface a été largement étudiée, avec des conclusions contradictoires, par de nombreux auteurs {36} {37} {38} {39} {40}. La figure {12} représente, pour

un cas typique, le courant de fuite d'un détecteur en fonction de la tension. Pour ce détecteur, le bruit dû au courant de fuite de surface commence à être sensible à 900 volts et prédomine à 1200 volts .

L'amplitude du courant de fuite dépend du type P ou N de la surface. Un comportement de type P est caractérisé à la fois par un faible courant de fuite à basse tension et par une faible tension de claquage. Un comportement de type N donne un courant de fuite élevé et une tension de claquage élevée (figure {13}). La courbe marquée "opérationnelle" est celle correspondant à l'état de surface souhaitable, c'est à dire faible courant et tension de claquage élevée. Cet état doit, de plus, être stable et se conserver sans altération notable dans le temps, à condition que la diode soit maintenue sous vide (ou sous gaz inerte).

De nombreux traitements ont été proposés, visant à atteindre ce résultat : vaporisation de Ca F_2 {41} , immersion dans des sels de type chlorure {42} , traitement par H_2O_2 {40}... , dont la reproductibilité est souvent faible. Nous avons utilisé un traitement simple qui nous a donné de bons résultats. Après attaque chimique par une solution HF/HNO_3 , la diode est abondamment rincée au méthanol et séchée par un jet d'azote sec et pur. Après un premier essai, si les caractéristiques obtenus ne sont pas satisfaisantes, on fait une

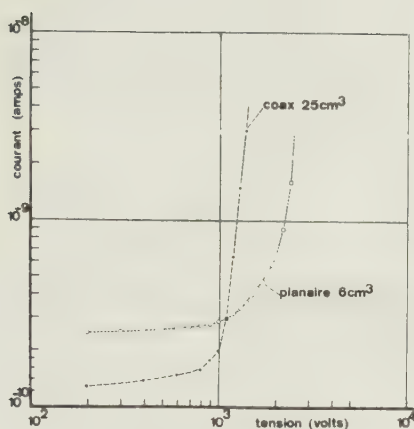


Fig. 12 - Courant de fuite d'un détecteur en fonction de la tension.

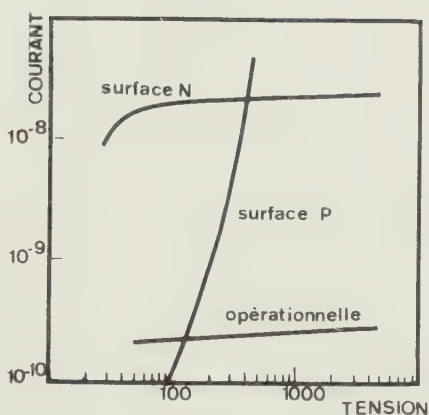


Fig. 13 - Etats de surface caractéristiques.

nouvelle attaque chimique en modifiant les proportions HF/HNO₃; un accroissement de HNO₃ renforçant le type P de la surface, un accroissement de HF le type N. Les résultats ainsi obtenus sont remarquablement stables, et on retrouve des caractéristiques identiques de diodes pendant 5 à 6 traitements successifs. Ensuite, des modifications apparaissent, dues aux multiples réchauffements qu'a subit le détecteur, nécessitant quelques heures de migration à froid pour retrouver l'état initial.

6 - CRYOSTATS

L'utilisation des détecteurs Ge(Li) est soumise à deux impératifs.

La limitation du bruit thermique impose leur refroidissement. La fragilité des états de surface et la nécessité d'éviter toute contamination supposent qu'ils soient en atmosphère neutre ou sous vide. Pratiquement, les détecteurs sont maintenus sous vide, ce qui évite, de plus, la condensation et assure un bon isolement thermique avec l'ambiante.

Nous avons développé, en collaboration avec le service de M. BUHLER, des cryostats adaptés aux différentes expériences (43). Les moyens de pompage mécanique ou à diffusion doivent être écartés car ils présentent des risques importants de contamination par les vapeurs diffusées et seuls les pompes à sorption ou ioniques conviennent. Le pompage par élément actif (charbon ou piège moléculaire) présente le grand avantage d'être totalement indépendant de toute source d'électricité ou autre fluide; la durée de vie de ces éléments entre deux régénérations par dégazage à chaud peut atteindre 30 mois dans un bon cryostat.

Dans tous les cas, le principe est le même : conduction thermique par une tige de cuivre polie de façon à éviter les pertes par rayonnement, le détecteur étant placé à l'extrémité de cette tige sur une feuille d'indium et maintenu par un ressort en cryocal (bronze). Un système original de transport d'azote liquide par pression avec régulation de débit par séparation de phase, a été mis au point pour les dispositifs de grande longueur dans lesquels la seule conduction thermique serait insuffisante. Il est largement utilisé sur des "cannes" ayant jusqu'à 120 cm de longueur.

La majeure partie des détecteurs germanium a été développée pour la spectrométrie gamma; nous donnons ici un aperçu des caractéristiques des différents types.

On a vu que l'effet statistique fixe les résolutions ultimes que l'on peut atteindre. Mais la résolution expérimentale des détecteurs Ge(Li) est différente de cette limite, car d'autres facteurs contribuent à sa détermination. D'une part des éléments liés au détecteur lui-même :

- bruit associé au courant de fuite,
 - processus de collection des charges dépendant des qualités du cristal et des conditions d'utilisation,
- et, d'autre part, le bruit associé à la chaîne électronique (préamplificateur et amplificateur).

La résolution en énergie observée est donnée par :

$$R^2 = \Delta^2(\text{détecteur}) + \Delta^2(\text{collection des charges}) + \Delta^2(\text{électronique}) + \Delta^2(\text{statistiques}).$$

Courant de fuite :

Les courants de fuite d'une diode consistent en courant de diffusion, de génération en volume et de surface. On sait que le courant de surface est de beaucoup le plus important et que les autres peuvent être négligés dans un détecteur N.I.P. Il est donc responsable de la plus grande partie du courant inverse aux tensions élevées. Expérimentalement, il a été partout constaté que ce courant diminue lorsqu'on réduit la température. Ceci rend possible l'application de tensions d'utilisation élevées, ce qui améliore la collection des charges dans le détecteur. Pratiquement, les détecteurs Ge(Li) sont refroidis à la température de l'azote liquide. Notons que SAKAI {44} a signalé une amélioration de la résolution pour des températures encore inférieures, avec un optimum vers 30°K.

De bonnes performances sur le plan de la résolution exigent un courant de fuite inférieur à 10^{-9} A. Nous avons constaté que les conditions de migration à froid, le traitement chimique final, la propreté du cryostat influent notablement sur sa valeur, ainsi que d'autres éléments mal connus; de ce fait, deux diodes prises dans le même cristal de germanium peuvent avoir souvent des caractéristiques très différentes.

Collection des charges :

La totalité des charges nées dans la zone intrinsèque ne contribue pas à la formation du signal. Un certain nombre de porteurs peuvent être piégés par des défauts de cristal pendant un temps spécifique du centre de piégeage. Il en résulte une dispersion dans la hauteur des impulsions qui se traduit par un élargissement des pics du côté des basses énergies, qui peut être plus ou moins accentué. Cet effet est grandement dépendant des qualités du cristal de départ. On peut l'atténuer en augmentant le potentiel appliqué à la diode (si la tension de claquage le permet), soit en tentant de réduire les pièges par chauffage du détecteur vers 500°C et migration à froid prolongée.

Bruit électronique :

A basse énergie, les fluctuations statistiques sont faibles et la résolution observée est limitée surtout par le bruit électronique. Pour minimiser celui-ci, une solution consiste à refroidir l'élément d'entrée (transistor à effet de champ) du préamplificateur. Nous avons mis au point, dès 1967, un tel système très compétitif {45}; la figure {14} montre un spectre du ^{203}Hg obtenu avec cet ensemble : TEC 2N3823 refroidi à 120°K et jonction germanium de 1 cm^3 .

A plus haute énergie, la largeur due à la statistique de production de charges et aux autres effets, devient non négligeable comme on peut le

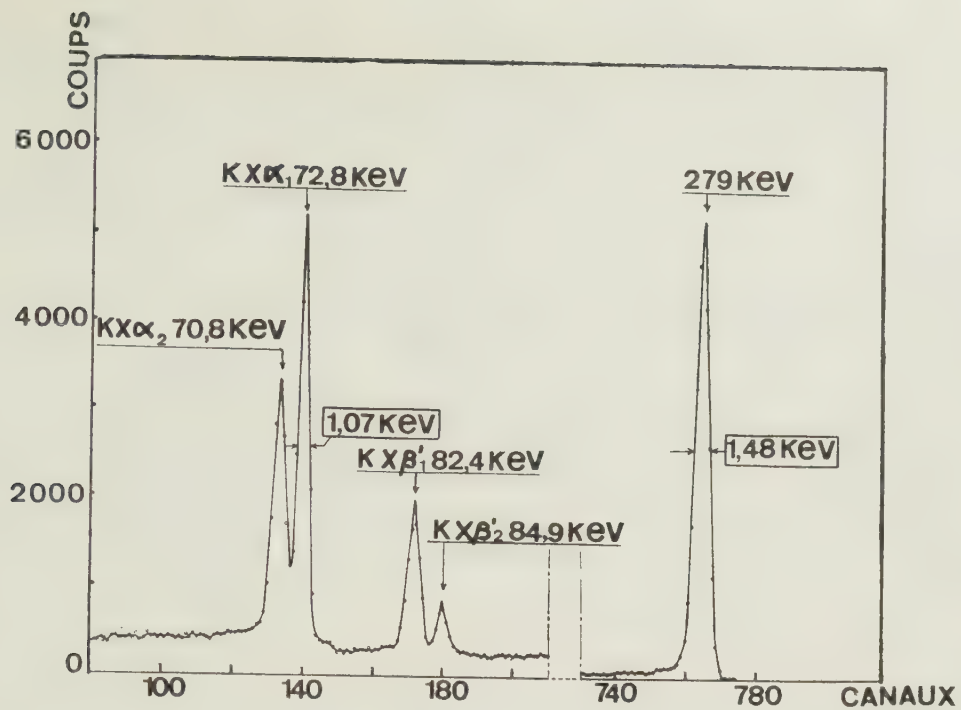


Fig. 14 - Spectre du ^{203}Hg avec préamplificateur à TEC refroidi.

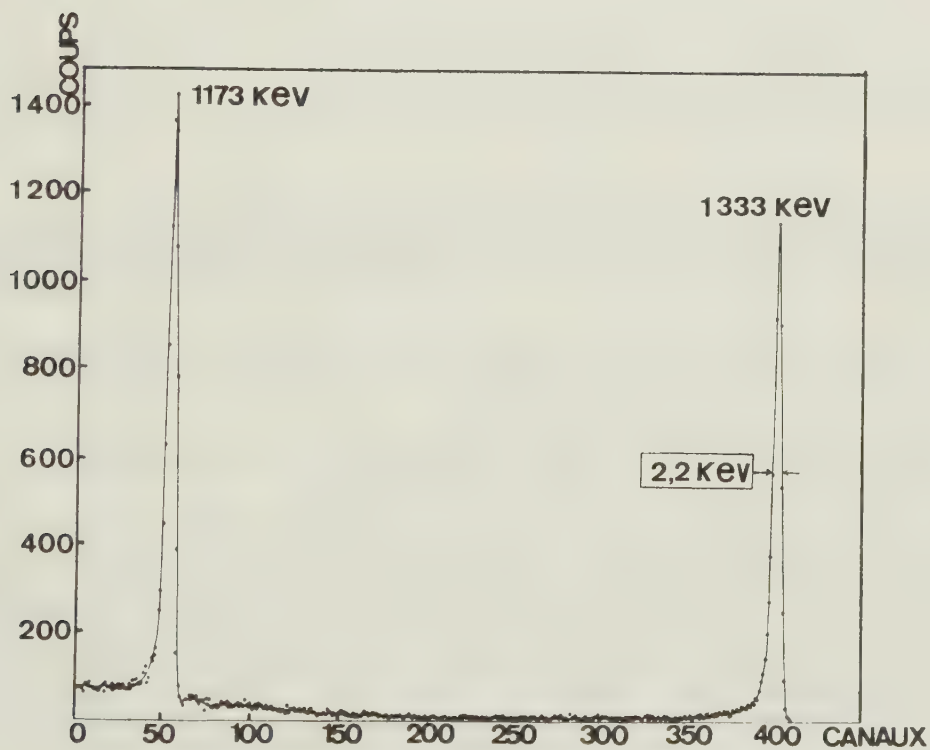


Fig. 15 - Spectre du ^{60}Co avec préamplificateur à TEC refroidi.

voir sur la figure {15} représentant un spectre de Co^{60} , avec le même système que précédemment, mais à énergie plus élevée.

La courbe {16} représente un spectre obtenu avec l'un de nos détecteurs coaxiaux de 35 cm^3 .

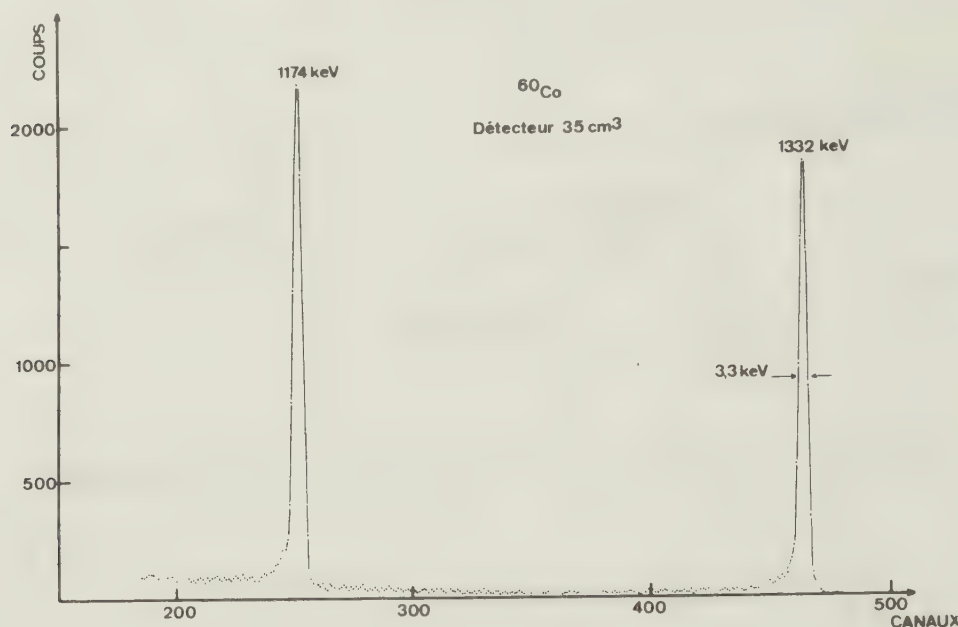


Fig. 16 - Spectre du ^{60}Co - Détecteur coaxial - 35 cm^3 -
Rapport Pic/Compton = 12 .

Les applications de nos détecteurs à la spectroscopie gamma ont été nombreuses. On trouvera dans les références {46} {47} {48} des exemples de spectres gamma complexes à l'étude desquels nous avons plus particulièrement contribué.

8 - REALISATION D'ELECTRODES MINCES PAR IMPLANTATION D'IONS - RESULTATS PRELIMINAIRES

L'implantation d'ions apparaît comme un moyen intéressant de réaliser des électrodes, de type N ou P, fines et uniformes.

Dans son principe, l'implantation en milieu semi-conducteur consiste à faire pénétrer dans le cristal, par bombardement, des ions ayant une énergie comprise entre une et quelques dizaines de KeV. Selon le type d'ion implanté, donneur ou accepteur, on créera une couche dopée N en P, dont la profondeur à ces énergies est de l'ordre ou inférieure au micron. L'implantation, même à des doses faibles, introduit des défauts dans le cristal (déplacements d'atomes dans le réseau) qu'il est nécessaire de supprimer par la suite, dans la mesure du possible; à cet effet, on opère sur le cristal un recuit. On trouvera dans les références {49}, {50}, {51}, {52} des développements théoriques sur l'implantation et le rappel des travaux antérieurs sur ce sujet.

L'application, récente, de cette technique aux détecteurs nucléaires est intéressante par les possibilités qu'elle laisse entrevoir, mais elle pose encore de nombreux problèmes. Nous exposons ici nos résultats préliminaires.

L'implantation :

L'implantation est faite à la sortie du deuxième étage du séparateur de masse de l'I.P.N. Les ions Ga sont implantés à 15 KeV, avec une densité de surface de 10^{14} à 10^{15} ions/cm². L'échantillon est balayé mécaniquement par le faisceau. La direction des ions est parallèle à l'axe cristallographique <111>; le germanium est à température ambiante.

Pour éviter des dommages trop importants à la surface, l'intensité du faisceau incident doit être réduite à environ $1/10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Des essais à plus haute intensité (1 à $10 \mu\text{A}$) ont montré que les défauts induits dans le cristal sont alors irréversibles.

Après l'implantation, la résistivité de surface des échantillons augmente d'environ 10 à 30%, traduisant les perturbations apportées au système. Après recuit par contre, la résistivité tombe en général en dessous de sa valeur initiale. On a pu remarquer qu'elle s'améliorait si on effectuait plusieurs recuits successifs. Le contact est alors suffisamment bon pour ne nécessiter aucune précaution spéciale, mais ne doit pas être attaqué (chimiquement ou mécaniquement), compte tenu de sa faible épaisseur.

Technique expérimentale :

L'implantation peut se faire soit sur la zone intrinsèque d'une diode préalablement migrée, soit directement sur l'échantillon de départ avant toute migration. Dans ce dernier cas, on opère la compensation normalement, mais pendant un temps suffisant pour que l'on puisse être sûr que la zone compensée a atteint la surface implantée; la fin de migration est signalée par un plafonnement de la valeur du courant.

Un recuit est indispensable pour supprimer les défauts créés dans le cristal, car ceux-ci entraînent une augmentation de la résistivité, une élévation du courant de fuite et accroissement des phénomènes de piégeage dans la région. Pratiquement, compte tenu du traitement thermique nécessaire pour la diffusion du lithium, tant au début qu'à la fin de la migration, les deux opérations sont faites simultanément au cours d'un cycle thermique unique (450°C pendant 10 minutes).

L'état de surface de l'échantillon à planter est très important, compte tenu des faibles épaisseurs de pénétration recherchées. Le poli doit être meilleur que le micron (éviter toute structure dite "peau d'orange" présentant des vallées supérieures au micron); on l'obtient par polissage à la pâte diamant ($1/4 \mu$).

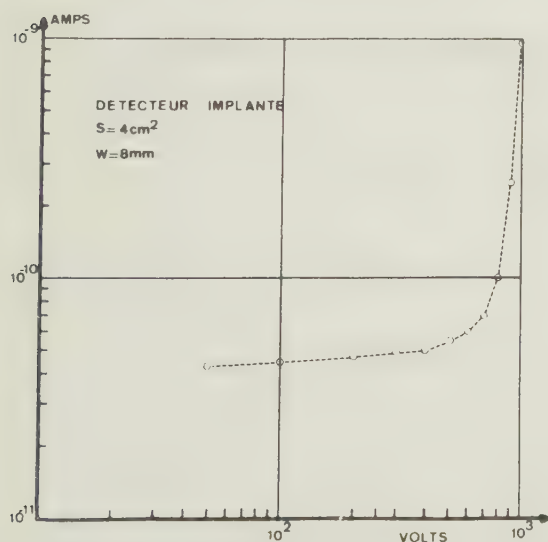


Fig. 17 - Caractéristique inverse d'une diode implantée.

Résultats :

Nous avons étudié les caractéristiques électriques des détecteurs, ainsi que leur réponse à des rayonnements gamma et à des particules α .

Le courant de fuite, sous la tension inverse appliquée, à 77°K est très bas, confirmant le fait que la couche implantée gallium présente des propriétés de zone non-injective. La figure {17} montre la caractéristique en courant d'une diode de 4 cm³ et 8 mm d'épaisseur déplétée. On voit que la tension applicable est très largement supérieure à celle nécessaire pour obtenir la vitesse de saturation des porteurs.

La réponse au rayonnement gamma permet de tester, dans une première approche, le comportement en volume du détecteur, en examinant les distorsions éventuelles des pics provoquées par le piégeage. Le spectre de la figure {18} montre la réponse d'un tel détecteur aux gammas de ^{169}Yb . La résolution

est de 3 KeV à 200 KeV, et les pics sont symétriques.

L'épaisseur de la zone implantée est mesurée avec une source α placée avec la diode dans le cryostat. Nous avons obtenu actuellement une fenêtre de 10 microns.

Ces résultats semblent bien augurer des possibilités de cette technique. Il reste à tester réellement de tels détecteurs implantés avec des particules énergiques et, par la suite, à appliquer la méthode à des diodes ayant des épaisseurs utiles supérieures à 20 μ m.

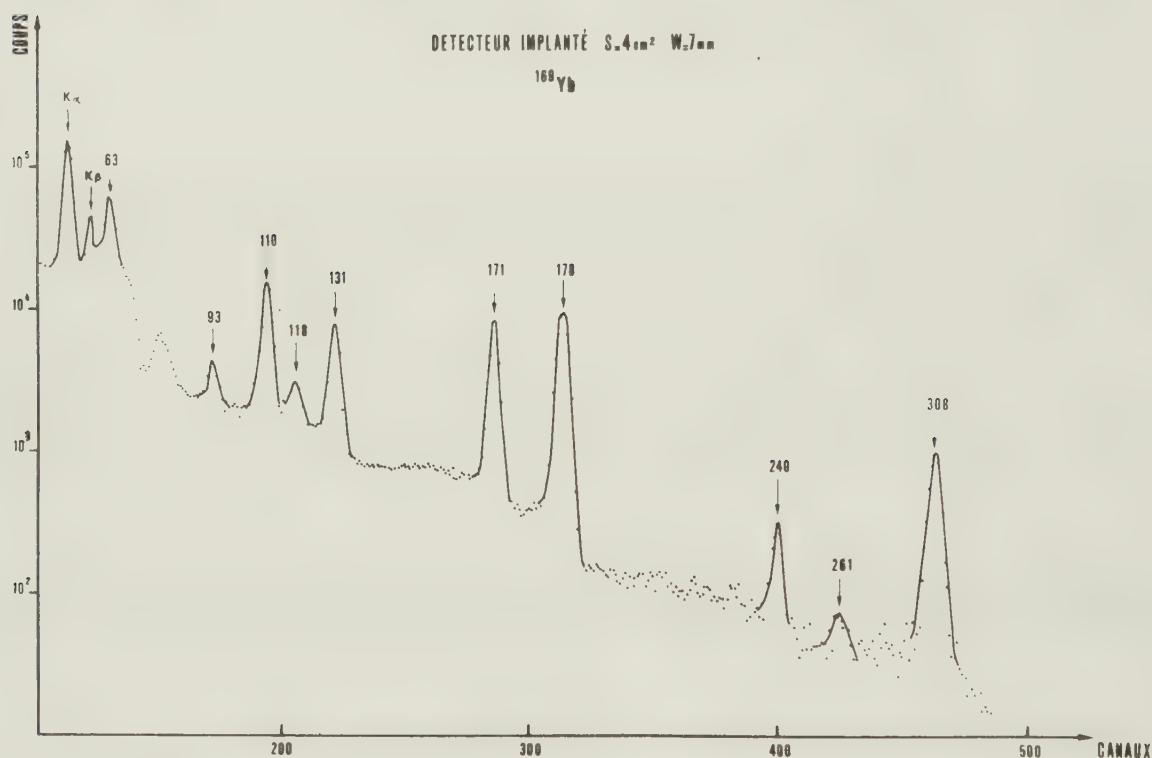


Fig. 18 - Spectre ^{169}Yb . Détecteur à fenêtre P implantée.

D E U X I E M E P A R T I E

-~--~--~-

DETECTEURS GERMANIUM POUR LES PARTICULES CHARGEES

I N T R O D U C T I O N

Il est particulièrement intéressant, pour l'étude des spectres de particules chargées produites par les réactions nucléaires, de disposer de détecteurs possédant une bonne résolution, et en même temps susceptible, contrairement aux spectromètres magnétiques, de fournir des spectres complets en énergie.

L'utilisation maintenant courante, dans le domaine 0 - 50 MeV protons, des structures P.I.N. silicium à grande épaisseur déplétée, a constitué un progrès considérable par rapport aux possibilités des scintillateurs, y compris des INa. Le problème devient plus difficile en ce qui concerne les particules légères plus énergiques. A ce titre, avec son pouvoir d'arrêt supérieur et la possibilité d'utiliser des géométries favorables, le germanium ouvre de nouvelles perspectives. Il nous a paru intéressant, dans l'optique de nos projets d'expérience de diffusion élastique et inélastique de deutons de 80 MeV, d'en examiner les possibilités.

Intérêt des germanium (lithium) :

Le germanium présente un certain nombre d'avantages théoriques par rapport au silicium pour la détection de particules de long parcours.

En premier lieu, la distance nécessaire pour arrêter une particule d'énergie donnée est environ deux fois plus grande dans le silicium que dans le germanium (figure {19}). Un Cm. silicium arrête des protons de 44 MeV seulement, tandis qu'un Cm. germanium arrête des protons de 60 MeV ou des deutons de 80 MeV. Des protons de 160 MeV sont stoppés dans 5 cm Ge; des He³ de 220 MeV dans 1 cm Ge.

Par ailleurs, dans l'état actuel de la technique, les zones de déplétion réalisables (et disponibles) dans le silicium ne sont pas supérieures à 6 ou 7mm, 10 mm étant un maximum difficilement atteint. Il s'en suit qu'un détecteur silicium ne peut pas arrêter de particules de relativement haute énergie. Néanmoins, l'empilement de plusieurs diodes de 5 mm est possible et peut conduire à des résultats satisfaisants {53}.

Les détecteurs silicium épais présentent des difficultés d'emploi au dessus de 5mm, car il devient alors très problématique de collecter les charges dans un délai raisonnable. Les temps de collection, à température ambiante, ne sont pas, en effet, très favorable (moins bons que pour les germanium 77°K) et la nécessité de refroidir fait perdre aux diodes silicium l'avantage de leur maniabilité.

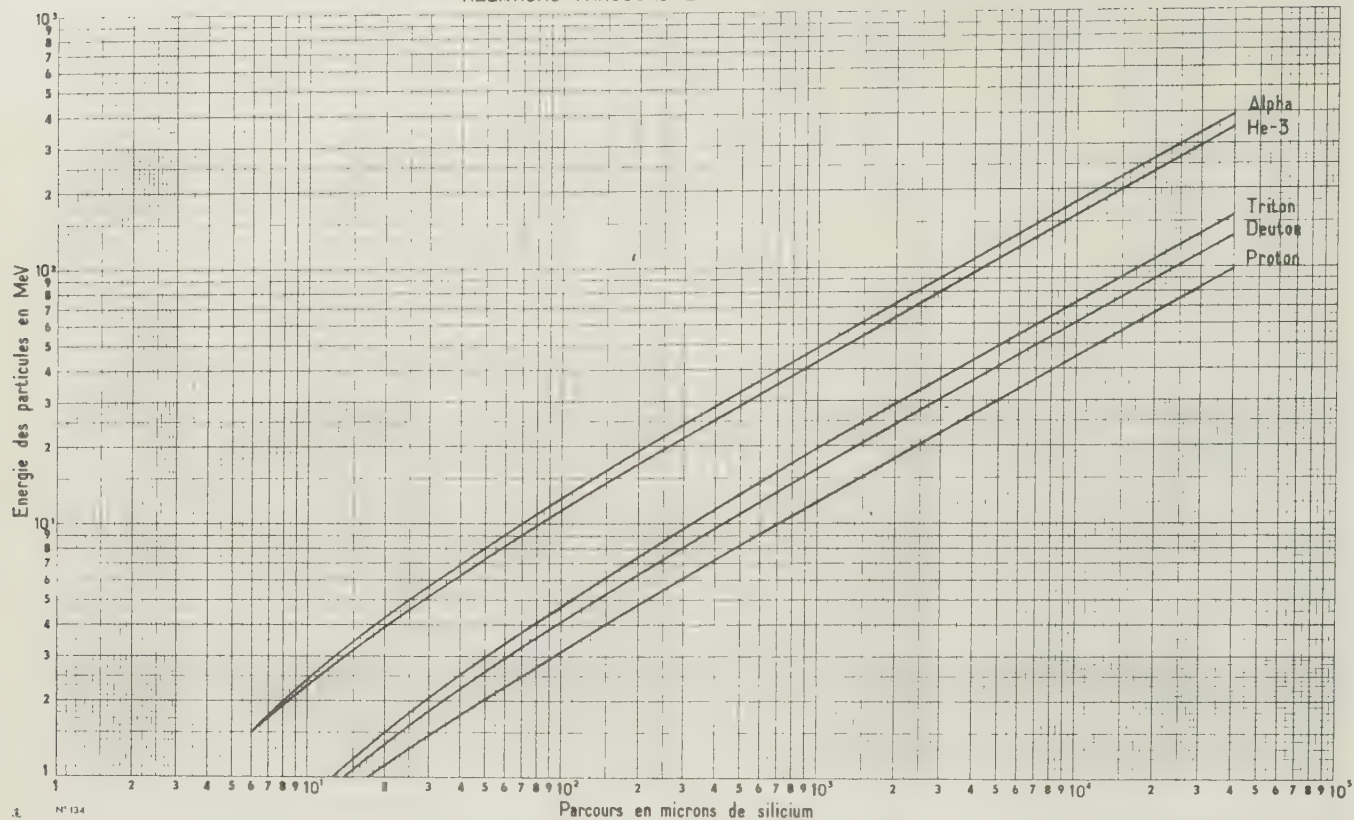
En germanium, les épaisseurs maximales de zone compensée que l'on peut atteindre sont de l'ordre de 10 à 12 mm. Mais, contrairement aux détecteurs silicium dont la structure classique de type "mesa" (zone P entourant la partie sensible), exclut toute éventualité de faire pénétrer les particules par le côté à cause de l'importance de la zone morte, il est possible, pour les germanium, de se servir, en principe, des faces latérales. La zone compensée s'étend en effet pratiquement jusqu'aux bords du détecteur, la zone morte ayant une épaisseur de l'ordre de 3 à 12 microns.

La résolution des détecteurs Ge(Li) doit être, théoriquement, en dernier ressort meilleure que celle des silicium.

- le coût de formation d'une paire d'ions dans le germanium est environ 20% moindre que dans le silicium (2,98 eV contre 3,66 eV),

- le facteur de Fano est plus faible pour le germanium (0,13 contre 0,16),

RELATIONS PARCOURS-ENERGIE DANS LE SILICIUM



RELATIONS PARCOURS-ENERGIE DANS LE GERMANIUM

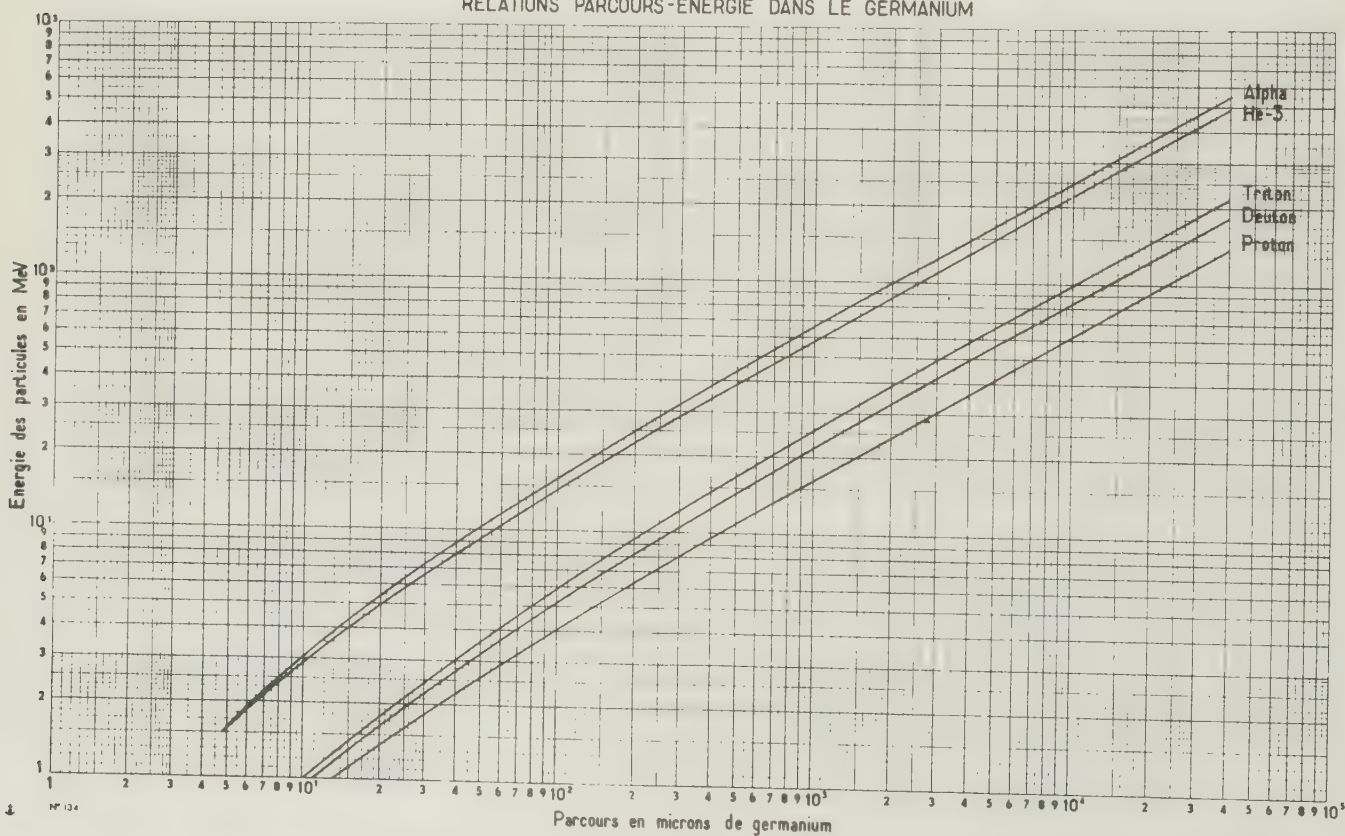


Figure 19

- le transfert maximum d'énergie dans les collisions nucléaires est plus faible dans le germanium (d'un facteur 2,5).

Par suite de la plus haute densité de niveaux aux faibles énergies d'excitation et de la dispersion relativement uniforme de l'abondance isotopique, la contribution des réactions nucléaires au continuum doit être considérablement moins structurée en énergie et ainsi plus facilement comptée comme source de fond.

L'effet des dommages d'irradiation sur la durée de vie des détecteurs germanium apparaît, en l'état actuel des investigations encore très fragmentaires, moins sévère que ceux observés sur le silicium.

A l'époque où nous l'avons commencée et au cours de notre étude, plusieurs auteurs {54}, {55}, {56}, {57} ont indiqué que des améliorations significatives de la résolution en énergie dans des expériences de diffusion de protons pouvaient être obtenues par l'emploi de détecteurs germanium. Mais si les résolutions mentionnées étaient effectivement intéressantes, il faut remarquer que la petitesse des collimateurs employés dans la plupart des cas, ainsi que la présence de fond important relevé par certains d'entre eux, en obéraient notablement les performances.

En effet, si le désir d'atteindre de bonnes résolutions en énergie dans les expériences de diffusion de particules a motivé les recherches sur les Ge(Li), l'obtention d'une telle résolution (quelques $^{\circ}/_{\circ\circ}$) n'est pas suffisante pour les rendre opérationnels; ceux-ci doivent aussi présenter d'autres propriétés :

- une épaisseur de zone compensée suffisante pour arrêter les particules les plus pénétrantes produites dans les réactions étudiées,
- une réponse homogène sur tout le volume irradié,
- une fenêtre d'entrée minimale,
- une efficacité satisfaisante (contribution de la diffusion hors du cristal et des réactions nucléaires),
- un rapport élevé pic à fond,
- un temps de montée permettant des prises d'information temps,
- une durée de vie, consécutives aux dommages d'irradiation, suffisamment longue.

Ce sont ces différents problèmes que nous nous sommes proposés d'examiner en vue de la sélection de détecteurs utilisables pour les expériences en deutons.

Conduits, comme nous le verrons, à nous servir généralement des côtés du détecteur comme face d'entrée, les particules se trouvaient être un moyen privilégié d'étudier la réponse fine des jonctions, en particulier par rapport aux phénomènes de piégeage, alors que les techniques de gammagraphie commençaient seulement à être développées par ailleurs. Nous avons donc tenté une étude, aussi systématique que possible, des propriétés de ces détecteurs, en particulier de la réponse en fonction du point d'impact, en comparant les résultats expérimentaux aux prévisions d'un modèle théorique.

ETUDE EXPERIMENTALE - REPONSE AUX DEUTONS DE 80 MeV

Les deutons de 80 MeV ayant un parcours d'environ 1 cm dans le germanium, il est possible, avec une diode plane classique de 10 mm de zone migrée, d'obtenir l'absorption totale en attaquant le détecteur, soit par la face lithium, soit par le côté, ce qui permet de comparer les réponses dans les deux cas. L'entrée, parallèlement au champ électrique, présente des avantages sur le plan de la collection des charges, et l'inconvénient d'une fenêtre d'entrée épaisse, du moins si l'on ne s'attache pas à la réalisation d'une structure spéciale, type dépôt d'or ou implantation d'ions. L'entrée par le côté supprime cet inconvénient de la fenêtre et permet, seule, l'analyse de particules ayant des parcours longs. Dans ce cas, cependant, selon le point d'impact, la plus grande partie du signal est causée, soit par les trous, soit par les électrons, et tout phénomène de piégeage préférentiel des uns ou des autres aura une influence notable sur le signal observé.

Les diodes utilisées ont typiquement des surfaces de 4 à 5 cm², avec des zones déplétées de 9 à 12 mm. Leur résolution en gamma est de 3 à 4 KeV à 1,33 MeV (⁶⁰Co). Elles sont choisies parmi celles qui présentent le moins de "queue" de piégeage sur le côté basse énergie des pics.

Les cryostats, de conception classique, sont à pompage ionique, la fenêtre d'entrée à l'avant est en havar collé, d'épaisseur 5 microns. Ils peuvent être suspendus à un bras tournant autour de la chambre à réaction du synchrocyclotron, ou disposés sur un support derrière un diaphragme mobile pour les tests.

1 - REPONSE DES DETECTEURS Ge(Li) AUX DEUTONS DE 80 MeV EN FONCTION DU POINT D'IMPACT

Les détecteurs ont été essayés, soit avec un faisceau direct de deutons de 80 MeV, soit avec un faisceau, diffusé sur une cible d'or, puis analysé par un spectromètre magnétique. Afin de déterminer la réponse aux particules du point de vue de la résolution et de l'homogénéité en fonction de la position d'impact, le détecteur était placé dans le faisceau derrière un diaphragme mobile télécommandé, permettant d'en balayer la surface. Le collimateur avait une ouverture de 1 mm de diamètre. Pour chaque point, et de mm en mm, on mesurait la position et la largeur du pic. La résolution s'obtient immédiatement après étalonnage; l'efficacité de collection des charges est déterminée en comparant la position, c'est-à-dire la hauteur moyenne des impulsions à la sortie de l'amplificateur pour les particules étudiées, à un test ramené à l'entrée du préamplificateur et dont l'amplitude calibrée permet d'avoir un équivalent en énergie et de simuler les particules incidentes.

Dans les meilleurs cas, le faisceau analysé avait une largeur, "straggling" des différentes fenêtres compris, de 120 KeV. Le faisceau direct avait une résolution proche de 400 KeV.

Nous avons relevé trois caractéristiques essentielles :

a) - Zones mortes et zones utiles :

Le balayage systématique avec le collimateur met en évidence, sur certains détecteurs, des zones totalement "mortes" non détectrices, réparties de façon aléatoire dans le cristal, pour lesquelles on n'observe pas, ou quasiment pas, de pic. Dans certains cas limités, ces parties "mortes" pouvaient atteindre la moitié de la zone compensée.

Si on envisage d'irradier la diode dans sa totalité, de telles zones contribuent à diminuer fortement le rapport pic à fond. L'augmentation de fond qui en résulte n'est pas propre à la détection de particules et se retrouve pour les gammas. Alors que nous mettions ainsi en évidence ces zones, certains auteurs, en comparant les rapports expérimentaux Compton à photoélectrique avec les rapports théoriques, arrivaient aux mêmes conclusions. Cependant, dans le cas de la détection gamma, effectuée en général sans collimateur, l'effet est moins gênant, compte tenu du processus d'interaction. Par ailleurs, pour des géométries favorables, en particulier en diodes coaxiales, la solution pouvait consister à retirer purement et simplement la partie inefficace de la diode. Pour les particules, le cas est différent; une zone morte sur une fraction même faible du parcours conduit à la disparition totale du pic et rend impossible toute mesure quantitative, telle que la détermination de sections efficaces.

b) - Résolution :

Dans les zones actives de la diode, on observe que la résolution en énergie est le plus souvent meilleure quand le détecteur est irradié près de l'une des jonctions. Ceci indique, comme nous le verrons, que les effets de piégeage prédominent sur ceux de recombinaison et peuvent différer avec les deux types de porteurs.

D'une manière générale, la résolution obtenue est limitée par celle du faisceau incident. Avec le collimateur de 1 mm, nous avons obtenu des résolutions moyennes de 130 KeV, les particules entrant par le côté (Figure {20}). Avec des conditions expérimentales sensiblement moins bonnes, donnant un faisceau incident de 260 KeV, nous avons obtenu une résolution de 360 KeV, les particules entrant à travers la face lithium (y compris le "straggling" des 350 μ de la zone N soit 240 KeV).

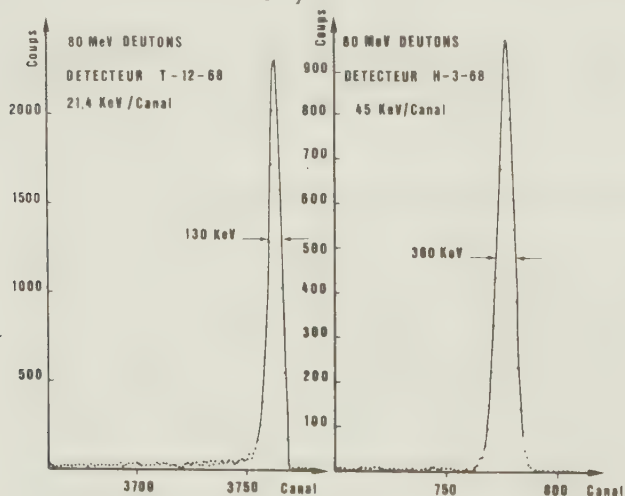


Fig. 20 -

Balayage par le côté derrière analyseur - Collimateur $\phi=1\text{mm}$. Résolution du faisceau analysé 120 KeV.

Balayage par la face derrière analyseur - Collimateur $\phi=1\text{mm}$. Résolution du faisceau analysé 260 KeV. Epaisseur de la zone lithium 350 μ ("straggling" : 240 KeV).

Si on calcule, par la somme quadratique (méthode sujette à critique) la contribution résultante du détecteur, on trouve 50 KeV (électronique comprise). Remarquons que pour cette énergie, la contribution due aux fluctuations statistiques est de 13,2 KeV (avec un facteur de Fano de 0,13 et $\epsilon = 2,98$). A titre de comparaison, les résolutions totales mentionnées dans la littérature, pour des protons, sont les suivantes : 40 KeV à 40 MeV {54}; 150 KeV à 60 MeV {55}; 490 KeV à 100 MeV {56} et 650 KeV à 160 MeV {57}.

Insistons sur le fait que pour un faisceau étroitement collimaté, la résolution est totalement indépendante des zones mortes mentionnées ci-dessus. Une excellente résolution peut être obtenue à 2 mm

d'une zone où il n'apparaît même pas de pic.

c) - Variation de la position du pic :

On observe une variation de la position du pic avec le point d'impact des particules sur le cristal.

Jonction attaquée par la face :

Lorsqu'on attaque le détecteur par la face lithium, on obtient des variations aléatoires de la position du pic, de l'ordre de $1^\circ/\text{‰}$ en énergie (Fig. {21}). Ces déplacements s'expliquent par des irrégularités en épaisseur de la zone lithium et par des inhomogénéités de la zone sensible (existence de régions non ou mal compensées, agglomérats d'impuretés).

Dans les cas où l'épaisseur de la fenêtre n'est pas gênante, l'utilisation du détecteur selon cette méthode permet d'obtenir une grande surface d'entrée.

Jonction attaquée par le côté :

En cas d'entrée par le côté, il se produit une variation de la position du pic entre l'électrode N et l'électrode P, et ce phénomène est systématique. Ces déplacements peuvent être importants sur certains cristaux et atteindre quelques % en énergie. Nous avons ainsi trouvé des détecteurs présentant des variations de la position du pic de 1,5 MeV/cm et de 3,6 MeV/cm (Figure {22}). D'autres ont des allures plus satisfaisantes et présentent des variations plus minimes, (Figure 23), qui les rendent utilisables et nous ont permis de les sélectionner pour les expériences.

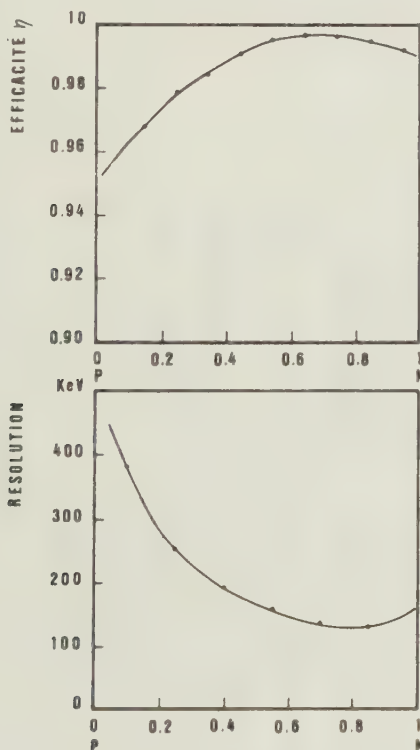


Fig. 23 - Variation-type de l'efficacité (position du pic) et de la résolution en fonction du point d'impact entre les électrodes P et N.

Notons, comme précédemment, que ces variations ne sont pas corrélées avec les caractéristiques mentionnées plus haut (zones utiles, résolutions); une bonne résolution ponctuelle pouvant, par exemple, être associée dans un détecteur avec de fortes variations de position, ou la présence d'importantes zones mortes. Cependant, il est évident que ces variations sont une limite fondamentale à la résolution dès qu'on opère avec des collimateurs plus importants, mettant à contribution une large partie de la diode.

La figure {23} montre un cas typique d'altération de la résolution et de variation de la position du pic avec le joint d'impact. Théoriquement, le pic devrait avoir une hauteur maximale (i.e. une position) et une résolution constante sur la quasi-totalité de la largeur de la zone intrinsèque, aux conditions normales de polarisation. Une interprétation des importants phénomènes ainsi observés est exposée au chapitre suivant, fondée sur la présence de piègeage préférentiel des porteurs.

BALAYAGE DETECTEUR PAR LA FACE

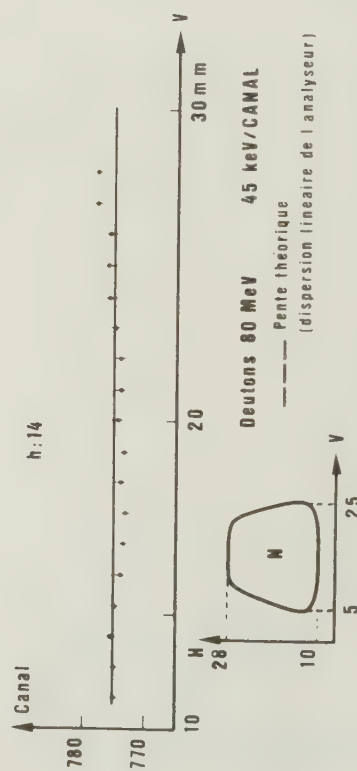
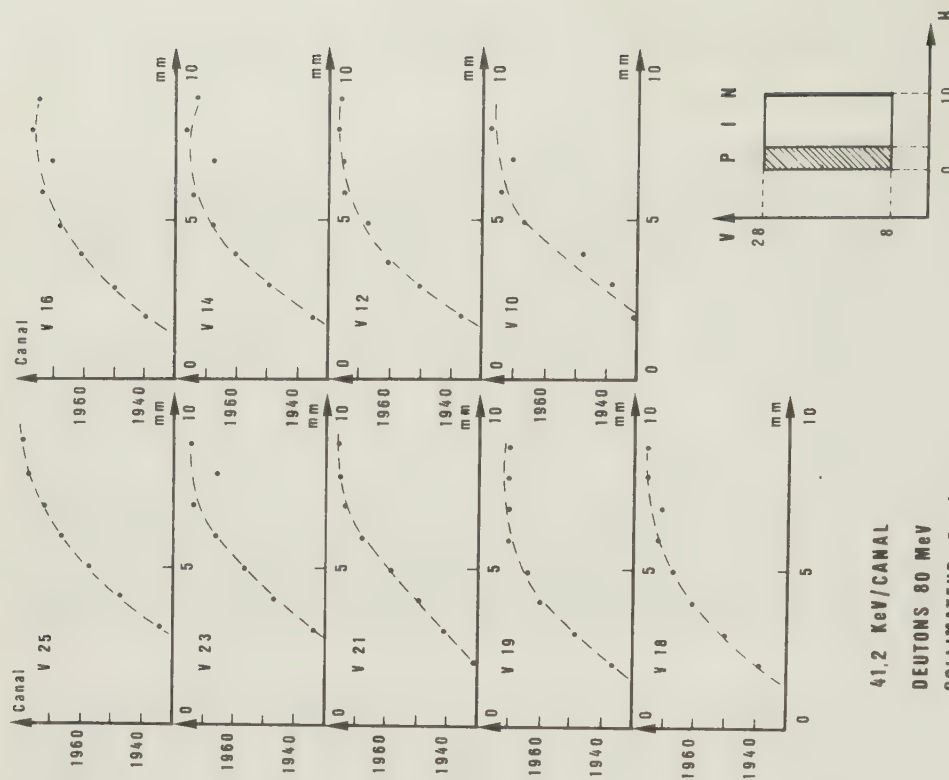


Figure 21

Fig. 21 - Cartographie d'un détecteur attaqué par la face lithium - Collimateur $\phi = 1$ mm - La variation linéaire du déplacement du pic en fonction de la position observée sur cette courbe correspond à la dispersion en énergie à la sortie de l'analyseur magnétique (1% pour 35 mm).

BALAYAGE PAR LE CÔTÉ



41.2 KeV/CANAL
DEUTONS 80 MeV
COLLIMATEUR $\theta = 1$ mm

Figure 22

Fig. 22 - Cartographie d'un détecteur attaqué par le côté entre les électrodes p et N.

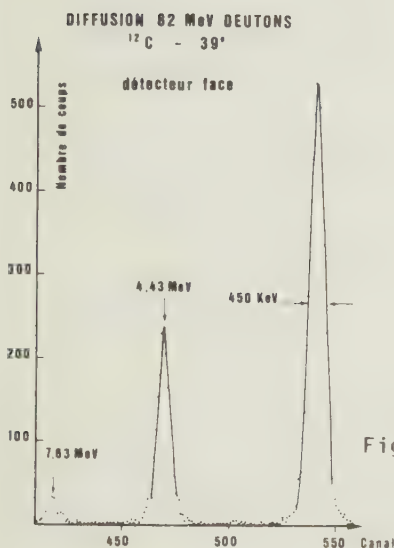
2 - REPONSE GLOBALE DES DETECTEURS SELECTIONNES

Compte tenu des résultats précédents, nous avons sélectionné et utilisé des diodes germanium dans des expériences de diffusion de deutons, en délimitant avec un diaphragme une partie préalablement choisie du détecteur, telle que l'élargissement dû au déplacement du pic dans cette zone ne soit pas supérieur à la résolution intrinsèque du faisceau, soit 380 KeV.

D'après ce qui a été dit, nous pouvions, pour des deutons de 80 MeV dont le parcours est de l'ordre du cm, employer aussi l'entrée par la face lithium, d'autant plus que l'élargissement par le "straggling" reste dans ce cas très inférieur à la résolution du faisceau. Nous avons travaillé avec cette disposition pour certaines expériences de diffusion élastique. Par contre, dans les expériences (d,p), la détection des protons de 80 MeV (parcours 2 cm) nécessite toujours l'emploi de l'autre technique.

Ces détecteurs, avec des diaphragmes ayant de 40 à 70 mm², ont donné des spectres présentant les caractéristiques suivantes :

a) - Résolution :



La résolution, mesurée par la largeur à mi-hauteur du pic, est de 420 à 450 KeV, (y compris le "straggling" des différentes fenêtres) selon le détecteur, le taux de comptage et la stabilité du faisceau (Fig. 24). Elle est essentiellement gouvernée par la largeur du faisceau.

b) - Efficacité :

L'efficacité totale du détecteur a été déterminée expérimentalement par comparaison entre le nombre de coups total dans le spectre germanium (pic plus fond) et le nombre de coups analysés par un détecteur silicium dE/dx placé devant. En supposant une efficacité unité pour le silicium, le rapport, compte tenu de la surface des diaphragmes, est quasiment égal à 1, ce qui permet d'attribuer au germanium une efficacité totale (probabilité totale d'interaction pic et fond) égale à 1. On note une différence de 1,8 à

2% entre le cas d'un détecteur attaqué par la face et un détecteur attaqué par le côté, qui peut sans doute s'expliquer par la contribution au fond, dans ce dernier cas, de la diffusion multiple en dehors du cristal.

L'efficacité réellement intéressante au niveau de l'expérience est celle correspondante au nombre de coups observé dans le pic : le rapport nombre de coups dans le pic/nombre de coups total mesuré est de $86 \pm 2\%$.

Fond continu :

Le fond relativement important ainsi mis en évidence est dû à des pertes et à des interactions parasites.

Les pertes ont pour causes principales les réactions induites par les deutons dans la région de déplétion et la diffusion multiple des particules en dehors de cette zone. Les interactions parasites sont dues à la diffusion de particules depuis l'environnement vers la zone sensible.

Pour mesurer le rapport pic à fond, nous avons placé le détecteur

dans l'axe du faisceau à 0°, en réduisant son intensité à des valeurs résiduelles. La valeur de $86 \pm 2\%$ mentionnée ci-dessus est bien reproductible d'un détecteur à l'autre. Cette "queue" en dessous du pic d'énergie totale a déjà été signalée par tous les auteurs ayant travaillé en Ge(Li) et dans certains cas relevée comme très importante.

En dessous de 3 MeV, il y a un fond gamma très important, conséquence de la bonne efficacité du germanium à ce type de rayonnement; nous n'en avons pas tenu compte dans l'analyse de l'efficacité en particules.

Diffusion_multiple :

Pour apprécier le fond, nous avons calculé d'abord la contribution des diffusions multiples de deutons en dehors de la zone déplétée et estimé la diffusion multiple de particules depuis l'environnement vers cette zone (fond de la salle, contribution des fentes, des fenêtres ...).

Pour déterminer l'importance des effets de la diffusion multiple à l'intérieur de la zone compensée, on peut calculer l'écart-type σ de la distribution des particules arrivant dans une direction donnée, dans l'hypothèse d'une distribution de diffusion suivant au premier ordre une loi normale. Nous avons fait le calcul de deux manières; la première à partir des résultats de W.M. PRESTON et A.M. KOEHLER cités par GRUHN [56] qui donnent l'expression de l'écart-type σ à la fin du parcours d'une particule, et que nous avons transposé des protons aux deutons. La seconde en intégrant pas à pas à partir des calculs et des valeurs données par J.B. BALL (calcul des pertes dues à la diffusion multiple de particules chargées [58]).

PRESTON et KOEHLER montrent que l'écart type radial à la fin du parcours est donné par :

$$\sigma_0^2 = \langle r^2 \rangle \approx 0.314 z^2 \cdot \rho \cdot F \left(\frac{R_0}{2} \right) \int_0^{R_0} \frac{(R_0 - x)^2}{p^2 \beta^2 c^2} dx$$

ou z = unités de charge de la particule incidente
 ρ = densité de matériau d'arrêt
 $p, \beta c$ = moment, vitesse de la particule incidente
 R_0 = parcours de la particule en cm

$$\text{et } F(T) = Z \frac{Z+1}{A} \log 106 \cdot \frac{2}{\beta} \{ Z^{1/3} (Z+1) \rho \frac{T}{A} \}^{1/2}$$

ou la fonction $F(T) \approx F\left(\frac{R_0}{2}\right)$

Z = numéro atomique du matériau d'arrêt
 A = poids atomique

L'intégration est faite en utilisant une relation approchée donnant PBC en fonction du parcours résiduel :

$$(PBC)^2 = A \rho^2 (R_0 - x)^b$$

avec, pour le germanium, $A \sim 11\,200 \rho^{-b}$
 et $b = 1,26$

On obtient, par cette méthode :

$\sigma_0 = 0,385$ mm pour des protons de 160 MeV dans le Ge

$\sigma_0 = 0,840$ mm pour des deutons de 80 MeV dans le Ge.

La méthode d'intégration à partir des courbes de BALL donne, pour la distribution angulaire de la diffusion multiple, un écart type angulaire de 0,95 radian, correspondant à un écart type radial de $\sigma_0 = 0,91$ mm.

Si nous prenons une valeur moyenne de 0,9 mm, nous voyons que, pour des deutons de 80 MeV, il faut :

- pour détecter 95% des particules, ménager de chaque côté de la zone irradiée une garde de $1,96 \times 0,9 = 1,76$ mm.
- pour détecter 99% des particules, une garde de $2,57 \times 0,9 = 2,31$ mm.

Dans le cas de l'attaque par le côté (épaisseur de la zone migrée 9 à 10 mm), nous avons utilisé un diaphragme de 4 à 5 mm de large, que nous avons dû décentrer pour des raisons d'homogénéité de la réponse et dont le bord était à moins de 2 mm du bord du détecteur. On peut donc considérer comme probable un taux de pertes par diffusion multiple dans 4π de 4%, ce qui correspond à des pertes en dehors de la zone sensible et par l'un des côtés, de l'ordre de 2% ; évaluation en bon accord avec les valeurs déduites expérimentalement (page 29).

La contribution de la diffusion des fentes et de l'environnement est difficile à mesurer et à évaluer. N'ayant pas pris de précautions spéciales (tel qu'un collimateur - scintillateur en anticoïncidences), on peut se baser sur une valeur approximative, du même ordre de grandeur que celle adoptée par BERTRAND et al. {59}. Nous prendrons $3\% \pm 1\%$.

Réactions nucléaires dans le cristal :

Les événements contribuant au continuum ont aussi pour origine des particules qui interagissent avec le noyau germanium avant d'être arrêtées par l'interaction électronique et perdent de l'énergie dans la réaction (échappement gamma, neutrons ...).

L'amplitude de cet effet dépendant approximativement du rapport du parcours de la particule chargée à son libre parcours moyen avant interaction avec le noyau du détecteur, l'effet devient plus important lorsque l'énergie augmente.

Dans un scintillateur plastique, le continuum contient 1% du nombre total de coups pour des protons de 10 MeV et environ 6% pour des protons de 68 MeV {60}. Pour les détecteurs semi-conducteurs, MAKINO et al. {61} ont donné les sections efficaces de réactions des protons de 5 à 150 MeV permettant de calculer les corrections d'efficacité dues aux réactions nucléaires. La fraction des protons incidents subissant une réaction avant d'être arrêtés est ainsi de 6% à 80 MeV et de 19% à 150 MeV dans le germanium.

Malheureusement, on ne dispose pas de données sur les sections efficaces de réactions pour les deutons, à l'exception des résultats de EISBERG et al {62} sur les scintillateurs plastiques. Ils indiquent qu'en première approximation, les protons et les deutons de même parcours conduisent à des spectres ayant la même fraction d'événements dans le continuum.

En adoptant cette hypothèse, dans le cas du germanium et à partir des valeurs de MAKINO, on trouve une valeur du rapport fond /total de $\approx 4\%$.

Estimation du fond total calculé et comparaison avec l'expérience :

La somme des contributions au fond que nous venons de calculer, conduit pour le rapport fond/total à une valeur de l'ordre de $9\% \pm 2\%$ (c'est à dire une efficacité rapport pic/total de $91\% \pm 2\%$).

L'accord avec les valeurs expérimentales n'est pas excellent. En protons, d'autres auteurs ont constaté des écarts analogues {61} {63}, et ont imputé l'erreur aux valeurs des sections efficaces de réaction qu'ils jugent erronées par défaut d'environ 50%. Si nous les suivons sur cette voie, on aboutit à une estimation des réactions de 6% (au lieu de 4%). D'autre part, dans le cas des deutons, intervient la décomposition de celui-ci et la dépendance en Z des sections efficaces de la réaction (d, pn), qui pourraient augmenter encore le taux de réaction.

De toutes façons, il apparaît qu'une détermination précise des sections efficaces totales d'interaction deutons-germanium serait du plus grand intérêt.

c) - Rapport pic à fond :

L'existence d'un continuum et d'une "queue" attachée principalement à chaque pic et proportionnelle à sa hauteur, entraîne que les pics sont situés sur un fond. Le rapport pic à fond pour le pic de diffusion élastique, dans les meilleurs cas de résolution, est de 1000/1 .

d) - Durée de vie des détecteurs :

La statistique est encore trop faible, compte tenu du nombre de détecteurs réellement utilisés, pour pouvoir affirmer définitivement en la matière. Néanmoins, nous pouvons faire les remarques suivantes.

Au cours d'une expérience sur faisceau de quinze jours, les détecteurs germanium ne semblent pas présenter de dégradation d'efficacité ou de résolution pour les particules; mais, testés à la fin d'expérience en gammas, ils présentent, pour la plupart, une nette détérioration de la résolution avec apparition ou accroissement des phénomènes de piégeage. Ceci est sans doute imputable à la création de défauts dus aux réactions induites par les particules chargées et surtout par les neutrons. Cependant, un traitement thermique suivi d'une migration à froid (durée totale de l'opération = 1 semaine) permet, en général, de retrouver les caractéristiques initiales.

C H A P I T R E I I

DISCUSSION DES RESULTATS - PHENOMENES DE PIEGEAGE

~~~~~

L'étude expérimentale de la réponse de diodes, irradiées transversalement avec un faisceau de particules collimaté pouvant, à la limite, être positionné adjacent aux jonctions i-p et n<sup>+</sup>-i, permet la mise en évidence, de façon séparée, d'effets imputables respectivement aux électrons et aux trous. Une telle création localisée de paires électrons-trous peut d'ailleurs être aussi obtenue avec d'autres types de radiation; l'utilisation de gammas, procédé dit "gamma-graphie", qui présuppose la réalisation de collimateurs appropriés a été mentionnée par plusieurs auteurs.

On observe expérimentalement des variations de résolution et d'efficacité selon la distance de la trajectoire des particules aux côtés n et p. Le type de réponse rencontrée peut être imputé à une inefficacité dans la collection des charges : les charges qui ne sont pas collectées dans un temps défini par les mises en forme de l'amplificateur, sont en effet perdues de façon définitive et il en résulte un déplacement du pic vers les bas canaux.

Deux mécanismes peuvent être responsables de l'inefficacité de collection des charges : ou bien les porteurs peuvent être piégés pendant leur transit à travers le détecteur; ou bien ils peuvent se recombiner, cette recombinaison possible étant liée aux propriétés du plasma formé autour de la trajectoire.

Les effets du piégeage et de la recombinaison peuvent être séparés, dans certains cas, dans les détecteurs semi-conducteurs. Il n'y a pratiquement pas de porteurs dans la région de déplétion d'une diode, excepté un faible nombre en transit qui constitue le courant de fuite en volume. Ainsi, un porteur, une fois piégé, ne voit pratiquement jamais un porteur de signe opposé avec lequel il pourrait se recombiner. Cependant, si un porteur est piégé dans le voisinage immédiat d'une trace initiale fortement ionisée, il peut trouver un porteur avec lequel s'annihiler.

On peut donc s'attendre à ce que les effets de recombinaison soient d'autant plus importants que les particules sont lourdes et perdent plus d'énergie, tandis que les effets de piégeage seraient dominants pour les particules faiblement ionisantes (ou le rayonnement gamma).

Les pertes de charges éventuellement dues à la recombinaison ne dépendent pas, pour des raisons de symétrie, de la position du point d'impact; il n'en est pas de même des phénomènes de piégeage préférentiel d'électrons ou de trous, ou des effets dûs aux temps de transit des porteurs. Nous avons vérifié

expérimentalement l'ordre de grandeur des temps de transit; la valeur de  $0,1 \mu s$  obtenue pour les deux porteurs est considérablement plus petite que les constantes de temps les plus courtes utilisées. Ceci écarte, ou pour le moins minimise, l'impact de ce dernier effet sur la collection.

Le piégeage apparaît comme l'élément essentiel. Le sens du déplacement observé (vers le côté des basses énergies de N vers P) montre que, pour les détecteurs en question, c'est le piégeage d'électrons qui est prédominant.

Nous examinerons tout d'abord succinctement les prévisions théoriques relatives aux phénomènes de plasma et de recombinaison avant d'envisager plus en détail les conséquences du piégeage.

## 1 - FORMATION DE PLASMA ET RECOMBINAISON

### a) - Effet de plasma :

Lorsqu'on irradie un semi-conducteur avec des particules chargées, il se produit un phénomène, quasi inexistant en  $\gamma$  ou en électron, qui est la formation d'un plasma électron-trou.

Un plasma peut être défini comme un ensemble de particules chargées positivement et négativement - ensemble suffisamment vaste pour que les particules se protègent l'une l'autre à la fois de leur propre champ coulombien et de tout champ extérieur. Il existe une définition mathématique du plasma [64], mais nous nous bornerons ici à des aperçus phénoménologiques.

Il y a deux types de plasmas dans les semi conducteurs :

1) - Un plasma en équilibre qui existe en raison de la température et des propriétés chimiques du milieu (porteurs intrinsèques ou extrinsèques)

2) - Un plasma non en équilibre qui est produit par l'apport d'énergie au système. Ce plasma est une manifestation de ce qu'on appelle le "quatrième état" de la matière, en tout point analogue aux plasmas gazeux bien connus par ailleurs.

C'est l'existence de ce dernier qui peut éventuellement modifier la collection des charges :

. Soit en entraînant un retard dans la séparation des charges, un phénomène d'écran par rapport au champ extérieur, dû à l'existence d'une double enveloppe de charge ralentissant la migration des porteurs vers les électrodes;

. Soit par suite de la distorsion du champ électrique, la trace ionisée ayant une haute conductivité comparée à celle du matériau semi-conducteur.

Le comportement du plasma doit être étudié sous deux aspects : celui de la diffusion des porteurs et celui de l'érosion par le champ électrique.

A la séparation du plasma contribue, en premier lieu, la diffusion ambipolaire dont le mécanisme réside dans l'attraction électrique entre porteurs de signes opposés, associée à un léger déplacement de la distribution des porteurs due aux différences de mobilité. En fait, le courant de diffusion ambipolaire s'applique à la diffusion simultanée des porteurs, en l'absence de champ électrique. Les électrons diffusent plus vite, créant une enveloppe extérieure attirant et accélérant la diffusion des trous plus lents qui, à leur tour, ralentissent la diffusion des électrons.

Si  $D_e$  et  $D_t$  sont les constantes de diffusion des trous et des électrons, on est conduit à une constante de diffusion effective :

$$D_a = \frac{2D_t D_e}{D_t + D_e} \quad \text{avec} \quad D = \mu \frac{kT}{e}$$

appelée constante de diffusion ambipolaire. DEARNALEY et NORTHROP (II) donnent

une expression approchée pour le temps de plasma de diffusion :

$$t_{pd} = \rho^2 / \chi^2 E^2 D_a$$

où  $\rho$  est la densité linéaire de charge (nombre de charge par cm)  
 $\chi$  la constante diélectrique du milieu  
 $E$  le champ électrique extérieur (volts/cm)  
 $D_a$  la constante de diffusion ambipolaire ( $\text{cm}^2/\text{sec}$ )

Sur ces bases, des valeurs théoriques des temps de plasma ont été publiées, essentiellement par des particules de basse énergie {65} {66} {67} {68}.

Nous avons calculé  $t_{pd}$  dans le cas de particules  $\alpha$ , protons et deutons en fonction de l'énergie incidente pour des détecteurs silicium (à 300°K) et germanium (à 77°K) en prenant pour  $\rho$  la densité linéaire de charge au maximum d'ionisation spécifique. On constate que, les  $\alpha$  mis à part, en ce qui concerne les protons et les deutons, les temps de plasma calculés dans la stricte hypothèse de la diffusion ambipolaire sont de plusieurs ordres de grandeur inférieur au temps de collection (Pour des deutons dans le germanium  $t_{pd} \approx 10^{-9}$  à  $10^{-10}$  s).

A partir des résultats de TOVE et SEIBT {69}, qui calculent le courant d'érosion dû à l'extraction des charges sur les côtés polarisés d'une trace ionisée dans un champ homogène, nous avons vérifié que cette correction était, dans notre cas, tout à fait négligeable.

On peut conclure que, pour les champs relativement élevés utilisés dans les détecteurs ( $\sim 10^5$  V/m) et des densités d'ionisation dans la trace suffisamment faible, les temps de plasma sont beaucoup trop courts pour perturber la collection des charges telle qu'elle est déterminée par le temps de transit des porteurs.

#### b) - Recombinaison :

La recombinaison, supposée intervenir de façon uniforme dans tout le cristal, n'altère pas la réponse du détecteur en fonction de la position d'impact. Par contre, elle introduit une perte de charges qui peut affecter la résolution du détecteur et, par sa dépendance en énergie, se traduire par une non linéarité du détecteur.

Ce processus nécessite la présence de porteurs de deux signes et dépend fortement de leurs densités. La région de plus haute densité de paires électron-trou est le voisinage de la trace de la particule incidente immédiatement après son passage. On a vu que si la densité d'ionisation est suffisamment élevée, le plasma résultant peut se maintenir par ses propres forces électrostatiques pendant un temps de l'ordre de quelques fractions à quelques nanosecondes. C'est pendant le court temps où le plasma est en équilibre qu'il peut y avoir recombinaison par trois mécanismes possibles.

- Recombinaison par excitons (complexes formés par l'association  $e^-e^+$ )
- Recombinaison directe radiative
- Recombinaison dans les centres (impuretés)

MILLER et GIBSON {70} ont démontré que les deux premiers processus conduisent à des pertes de charges tout à fait négligeables dans les détecteurs semi-conducteurs, même pour des particules très ionisantes comme les fragments de fission.

La recombinaison dans les centres a été étudiée dans le germanium par SHOCKLEY et READ {71}. Elle s'effectue en deux étapes : l'atome d'impureté ionisé, par exemple positivement chargé, capture un électron, puis le complexe neutre résultant capture un trou. La perte de charge dépend de la densité et de la durée de vie des porteurs, du temps d'interaction, c'est à dire pratiquement du temps de plasma, de la densité des centres de recombinaison, et de la section efficace de recombinaison.

Nous avons calculé, dans notre cas, cette perte de charge pour une densité d'impuretés de  $10^{14} \text{at/cm}^3$ . On trouve  $\frac{dn}{n} \sim 1,5 \cdot 10^{-3}$ .

La recombinaison apparaît donc comme un phénomène de 2ème ordre dont la contribution est voisine du millième, sans importance tant que les faisceaux ont des largeurs de 0.5%. Mais on ne doit pas sous estimer son rôle dans l'optique d'une utilisation des germanium avec des faisceaux de résolution 1‰. Seule une diminution des taux d'impuretés à des valeurs  $< 10^{13} \text{at/cm}^3$  pourrait réduire cet effet.

## 2 - ROLE DU PIEGEAGE SUR L'EFFICACITE DE COLLECTION DES CHARGES

On a vu que, pénétrant dans la zone sensible du détecteur, une particule produit un certain nombre de paires électrons-trous correspondant à l'énergie perdue. Cette charge constitue l'information "énergie" et son déplacement dans le champ électrique à travers la diode produit le signal en "courant" dans le circuit extérieur.

Supposons que  $Q_L$  soit la charge libérée donnée par  $Q_L = \frac{qE}{\epsilon} \cdot 10^6$

avec :

$E$  = énergie en MeV perdue par la particule incidente

$\epsilon$  = énergie moyenne en eV de création d'une paire

$q$  = charge électronique

Si la charge effectivement collectée est  $Q_e$ , on appelle efficacité de collection la grandeur  $\eta$  définie par  $\eta = Q_C/Q_L$ .

a) - *Expression analytique de la charge collectée :*

MILLER et al {70} donnent une formule exprimant les charges collectées en fonction des paramètres du piégeage et de la distribution initiale des paires de charges, dans le cas d'une particule pénétrant normalement à travers une des électrodes du détecteur et ayant, dans celui-ci, un parcours  $R$ .

Ils résolvent ces équations, dans un plan, pour le cas d'une diode simple (jonction P-N) où la distribution de potentiel est parabolique, c'est-à-dire que le champ est une fonction linéaire de la position.

Nous nous proposons de reprendre ce calcul dans le cas de l'entrée de particules par le côté dans un détecteur de structure P.I.N. Dans ce cas, la distribution de potentiel est linéaire et le champ constant à travers la zone compensée.

Considérons un détecteur à électrodes planes séparées par une distance  $d$ , avec un champ électrique uniforme entre elles, ce qui représente un cas très voisin de celui qui existe dans un détecteur à zone hautement compensée au lithium.

Remarquons que pour une injection de particules (ou rayonnement) perpendiculairement au champ électrique, il ne doit pas y avoir de dépendance en énergie de l'efficacité de collection des charges pour une zone de déplétion complètement homogène, car, dans ce cas, il y a une distribution d'ionisation constante dans la direction du champ électrique. Seuls des effets de surface peuvent éventuellement apporter des irrégularités, essentiellement pour des particules peu énergiques.

Soit  $w$  l'épaisseur comprise entre les électrodes N et P (figure {25}) de la zone compensée du détecteur. Nous supposons que la zone irradiée, limitée par le collimateur à la même largeur que la zone sensible et que le faisceau incident ne contient qu'un seul type de particules monoénergétiques. Considérons une tranche  $dy$  située suivant un plan  $y$ . Dans ce plan, on

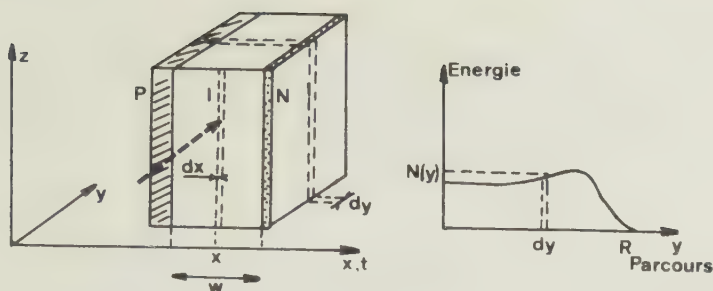


Fig. 25 -

peut admettre que la distribution d'énergie perdue dans le cristal est constante, c'est à-dire que nous supposons qu'elle est constante en x d'une électrode à l'autre. La variation de perte d'énergie en fonction de la distance se traduit, par contre, par une distribution suivant y, schématiser sur la figure, où R représente le parcours de la particule. Dans ces conditions, on a une production uniforme de porteurs par ionisation dans

tout le plan dy. Posons :

$V(x)$  = distribution de potentiel, supposée linéaire

$E = E_T = -\frac{dV}{dx}$  champ à "vide" ou résiduel - supposé être constant et sensiblement égal au champ  $E_T$  comprenant les charges d'espace .

$\tau_{t,e}$ ;  $\mu_{t,e}$  = durée de vie et mobilité des trous et des électrons, supposées constantes.

w = épaisseur déplétée

d = épaisseur irradiée, supposée égale à w

R = parcours des particules

$N(y)$  = distribution initiale de charges dans le plan considéré, constante en (x,z)

Avec ces hypothèses, la charge totale collectée s'écrit :

Charge due aux trous :

$$Q_c(t) = \frac{q}{V(0)} \int_0^R \left\{ \int_0^d N(y) \left[ \int_0^x E \exp \left( - \int_t^x \frac{dt}{\mu_t \tau_t E} \right) dt \right] dx \right\} dy$$

Charge due aux électrons :

$$Q_c(e) = \frac{q}{V(0)} \int_0^R \left\{ \int_0^d N(y) \left[ \int_x^w E \exp \left( - \int_x^t \frac{dt}{\mu_e \tau_e E} \right) dt \right] dx \right\} dy$$

L'intégrale entre parenthèses { } donne la charge collectée dans un plan y . Si on considère une particule incidente donnant des paires électrons-trous dans un plan dx (x : position de l'impact entre les deux électrodes N et P), l'intégrale entre crochets [ ] donne l'expression de la charge collectée correspondant aux porteurs produits dans la tranche dx à la position x .

$$q_c(t) = \frac{q}{V(0)} \int_0^x E \cdot \exp \left( - \int_t^x \frac{dt}{\mu_t \tau_t E} \right) dt$$

$$q_c(e) = \frac{q}{V(0)} \int_x^w E \cdot \exp \left( - \int_x^t \frac{dt}{\mu_e \tau_e E} \right) dt$$

Rappelons qu'on appelle longueur de piégeage  $\lambda$  le produit de la vitesse des porteurs par le temps de vie avant piégeage ou recombinaison. Cette définition suppose que le piégeage immobilise le porteur pendant un temps supérieur aux constantes de temps de l'amplificateur. La longueur de piégeage des électrons  $\lambda_e$  est, en général, différente de celle des trous  $\lambda_t$

$$\lambda_e = \mu_e \tau_e E$$

$$\lambda_t = \mu_t \tau_t E$$

En intégrant les expressions ci-dessus, on trouve, compte tenu de la relation  $E = \frac{V(0)}{d}$  (champ constant),

$$q_c(t) = q \cdot \lambda_t \frac{E}{V(0)} \left[ 1 - e^{-x/\lambda_t} \right]$$

$$q_c(e) = q \cdot \lambda_e \frac{E}{V(0)} \left[ 1 - e^{-(w-x)/\lambda_e} \right]$$

$$\eta_t = \frac{\lambda_t}{w} \left[ 1 - e^{-x/\lambda_t} \right]$$

$$\eta_e = \frac{\lambda_e}{w} \left[ 1 - e^{-(w-x)/\lambda_e} \right]$$

avec  $\eta$  efficacité totale de collection des charges :  $\eta = \eta_e + \eta_t$

Cette expression exprime un effet purement géométrique  $\eta = f(x)$ , que l'on peut, par exemple, illustrer par le cas extrême où  $N_0$  porteurs sont produits sur le contact  $P^+$  :

$$x/w = 0 \quad \eta_{tot} = \eta_e = \frac{\lambda_e}{w} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{w}{\lambda_e} \right) \right]$$

Cette valeur traduit le fait que lorsqu'une paire électron-trou est créée sur le contact  $P$  (polarisé négativement), le trou est instantanément collecté, tandis que l'électron traverse la totalité de la zone déplétée avec une longueur de piégeage  $\lambda_e$ .

Inversement, pour une génération de charges sur le contact  $N$

$$x/w = 1 \quad \eta_{tot} = \eta_t = \frac{\lambda_t}{w} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{w}{\lambda_t} \right) \right]$$

Les variations de l'efficacité de collection des charges en fonction de la position sont relativement faibles lorsque les longueurs de piégeage sont égales et restent très supérieures à l'épaisseur de la zone déplétée  $w$ . Elles deviennent importantes si les longueurs de piégeage ne sont plus égales ou descendent à des ordres de grandeur inférieurs ( $10$  à  $12^2$  cm).

Pour les détecteurs du type P.I.N. refroidis, les longueurs de piégeage sont, en général, estimées, pour les bons cristaux, de l'ordre de  $10^3$  à  $10^4$  cm.

*b) - Efficacité de collection :*

Pour étudier plus généralement l'efficacité de collection, nous introduirons :

- le rapport entre les longueurs de piégeage des trous et des électrons exprimé par  $\lambda_t/\lambda_e$

- le paramètre  $w/(\lambda_t + \lambda_e)$ , facteur sans dimension, traduisant la largeur de la zone déplétée en fonction de la somme des longueurs de piégeage. Nous nous référons à cette quantité comme étant le "facteur de piégeage". Il présente le caractère d'être grand pour un piégeage important et petit pour un piégeage faible.

La figure {26} donne, à titre d'exemple, la variation de l'efficacité  $\eta$  pour des facteurs de piégeage  $w/(\lambda_t + \lambda_e)$  de 0.01 et 0.001, en fonction de la position et pour différentes valeurs du rapport  $\lambda_t/\lambda_e$ . On note que, pour  $\lambda_t/\lambda_e = 100$  et  $w/(\lambda_t + \lambda_e) = 0.001$  (correspondant pour  $w=1$  cm à  $\lambda_e=10$  cm et  $\lambda_t=10^3$  cm), on a des variations d'efficacité avec la position pouvant atteindre 5%. Dans le cas de deutons de 80 MeV, une telle variation correspondrait à un déplacement entre les deux électrodes de 4 MeV.

La figure {27} représente, pour une large gamme de valeurs de  $\lambda_t/\lambda_e$  et de  $w/(\lambda_t + \lambda_e)$  les variations d'efficacité de collection des charges en fonction de la position de la charge créée.

On peut rapprocher ces courbes théoriques des courbes expérimentales (Figure {23-24}). Nous avons reporté sur la figure {27} quelques unes des courbes que nous avons obtenues, parmi les plus significatives. Remarquons cependant que pour certaines diodes (10% d'entre elles), les variations ne suivent pas ce comportement théorique et restent inexplicables.

L'identité observée dans la majorité des cas montre que le piégeage est bien le principal responsable des variations rencontrées lors de l'utilisation des diodes P.I.N. par le côté. La dispersion des réponses s'explique par des longueurs de piégeage différentes selon les matériaux. Il y a donc une limite théorique aux résolutions que l'on peut attendre des détecteurs germanium employés de cette façon, limite qui dépend de l'importance du piégeage sur laquelle on a peu de possibilités d'action.

*c) - Conséquence sur la résolution expérimentale d'un détecteur irradié sur la totalité de la zone déplétée :*

Dispersion globale :

Les détecteurs sont utilisés avec des diaphragmes ayant des largeurs réelles notables de façon à avoir un angle solide de détection raisonnable; des paires électrons-trous sont créées en tout point entre les deux électrodes et, l'efficacité de collection dépendant de cette position, il faut en déterminer l'incidence sur la réponse totale.

Nous allons examiner l'influence de cet effet sur la charge totale collectée dans un plan parallèle au champ électrique.

Supposons toujours que la zone irradiée est confondue avec la zone déplétée (même largeur); dans un plan  $y=cst.$ , la charge créée est uniformément

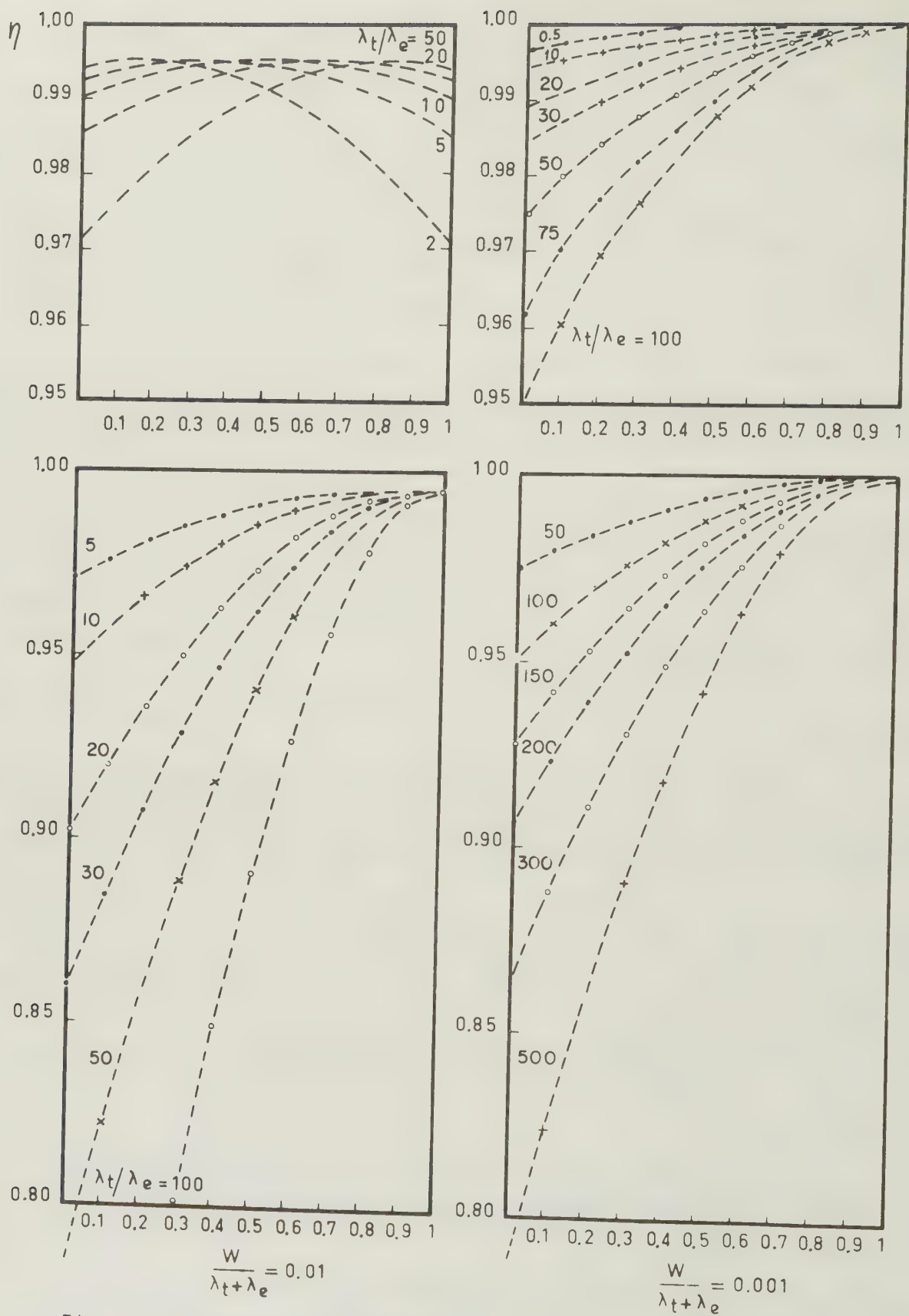


Fig. 26 - Efficacité de collection fonction de la distance et de  $\lambda_t/\lambda_e$  pour deux valeurs du facteur de piégeage :  $\frac{W}{\lambda_t + \lambda_e} = 0.01$  et  $0.001$

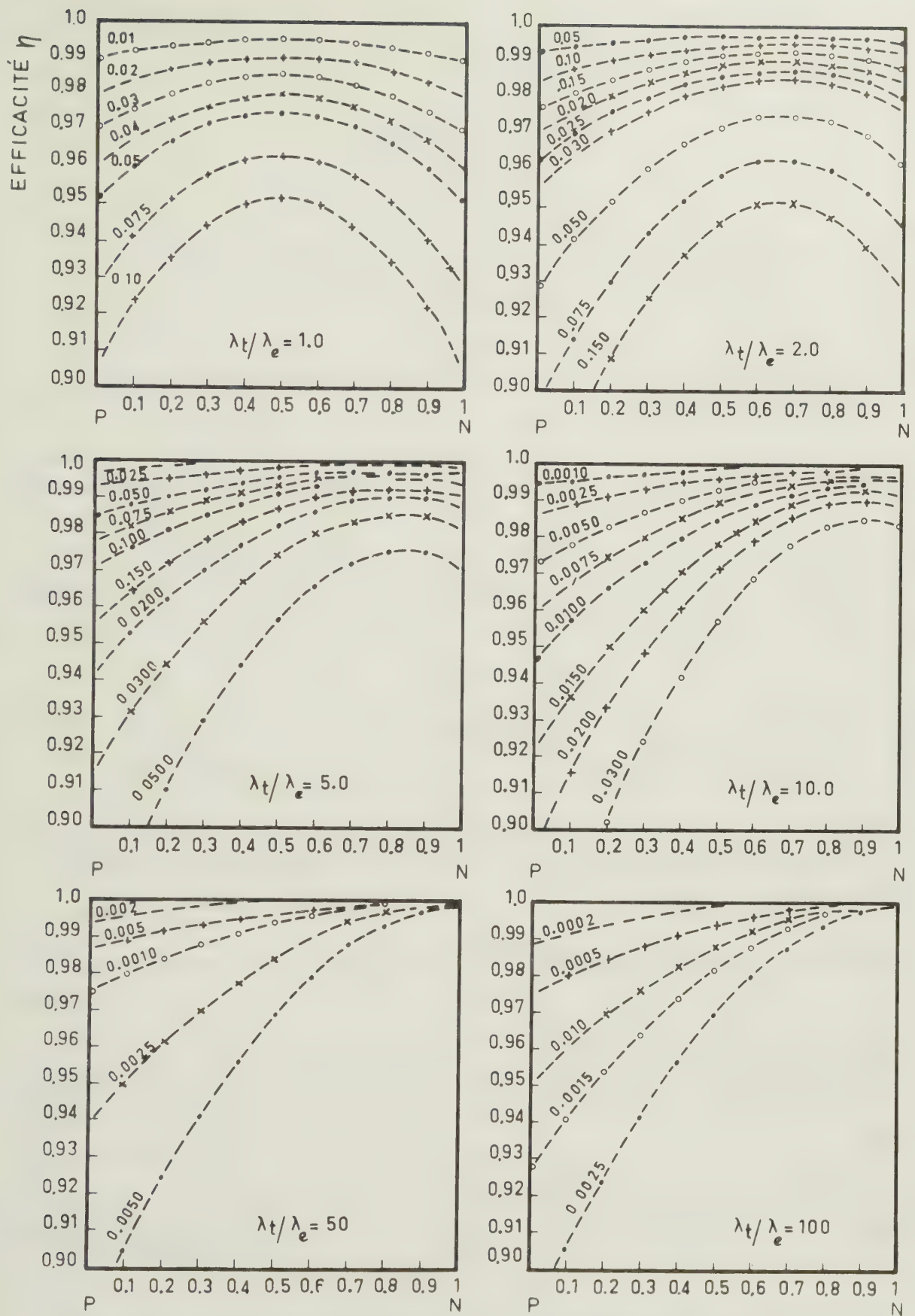
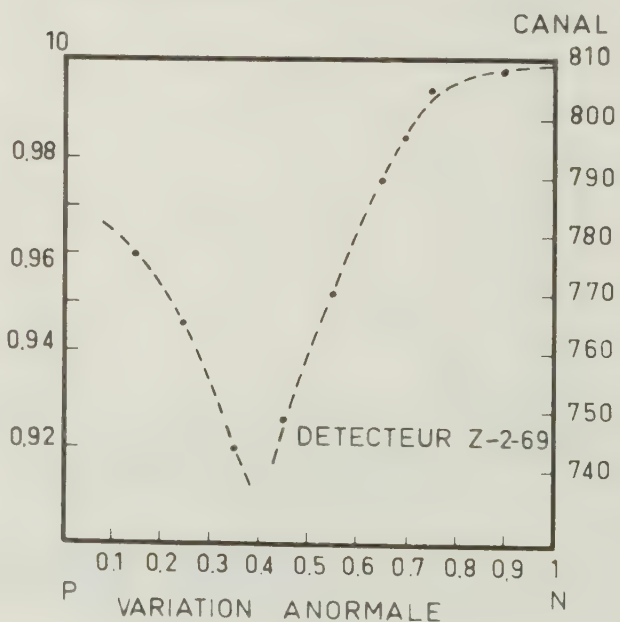
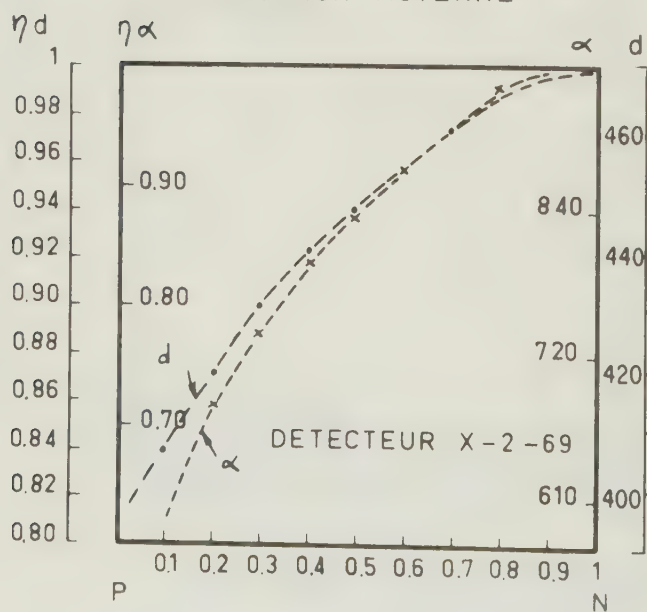
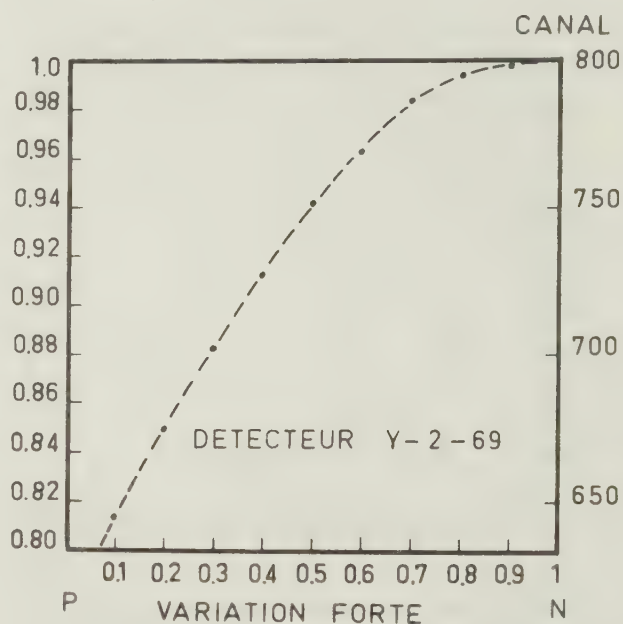
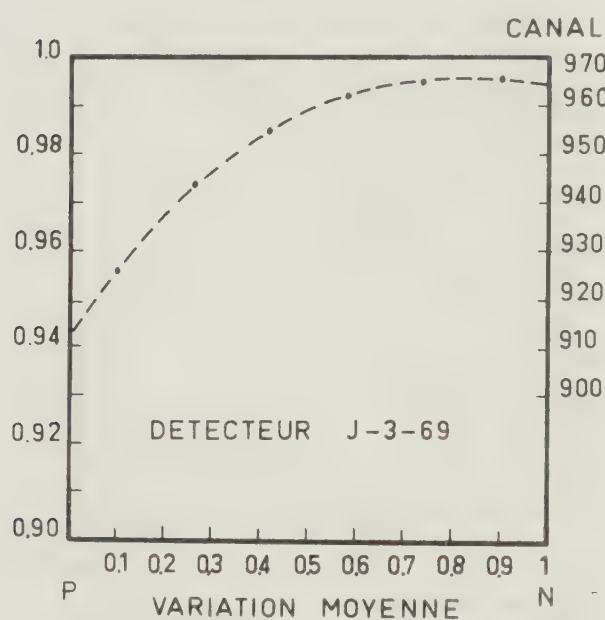
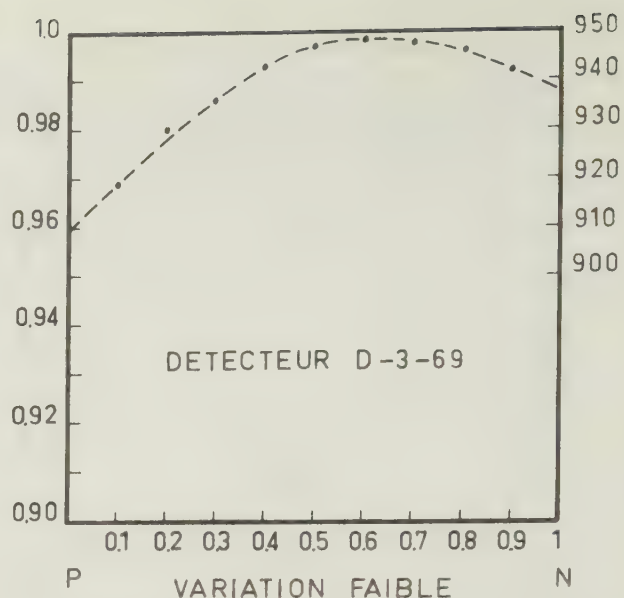
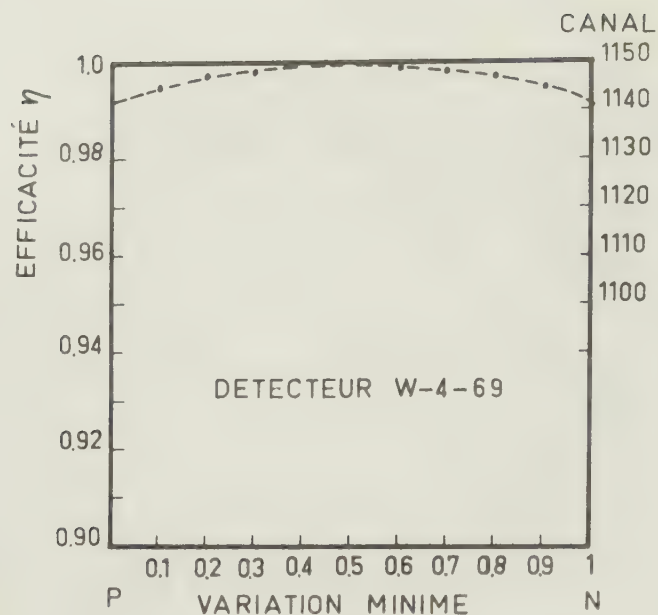


Fig. 27 - Efficacité de collection fonction de la distance et du facteur de piégeage pour différentes valeurs de  $\lambda_t/\lambda_e$ .



COMPARAISON ALPHAS DEUTONS

Fig. 27 bis - Efficacité de collection expérimentale pour différents détecteurs.

répartie, pour des particules de type donné monoénergétiques.

Si  $N_0$  est le nombre de charges libérées dans un élément  $dy$

$$Q_L = \int_0^1 N_0 dx$$

et

$$Q_c = \int_0^1 N_0 \left[ \frac{\lambda_t}{w} (1 - e^{-x/\lambda_t}) \right] + \int_0^1 N_0 \left[ \frac{\lambda_e}{w} (1 - e^{-(w-x)/\lambda_e}) \right] dx$$

On en déduit :

$$\eta_{tot} = \frac{\lambda_t}{w} \left[ 1 - \frac{\lambda_t}{w} + \frac{\lambda_t}{w} e^{-w/\lambda_t} \right] + \frac{\lambda_e}{w} \left[ 1 - \frac{\lambda_e}{w} + \frac{\lambda_e}{w} e^{-w/\lambda_e} \right]$$

On a vu que pour une irradiation près de l'une ou l'autre des électrodes, l'efficacité de collection s'écrit :

Près de l'électrode P :  $\eta_{tot}(P) = \eta_e = \frac{\lambda_e}{w} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{w}{\lambda_e}\right) \right]$

Près de l'électrode N :  $\eta_{tot}(N) = \eta_t = \frac{\lambda_t}{w} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{w}{\lambda_t}\right) \right]$

On peut avoir une représentation de la dispersion entre l'efficacité correspondant à une irradiation de l'ensemble du détecteur et une irradiation sur le côté, en faisant la différence  $\eta_{tot} - \eta_{tot}(P)$  (ou  $\eta_{tot} - \eta_{tot}(N)$ ).

$$\Delta\eta = \frac{\lambda_t}{w} \left[ 1 - \frac{\lambda_t}{w} (1 - \exp(-\frac{w}{\lambda_t})) \right] + \frac{\lambda_e}{w} - \left[ \frac{\lambda_e}{w} + (1 + \frac{\lambda_e}{w}) \exp(-\frac{w}{\lambda_e}) \right]$$

A partir de cette équation, on calcule que, pour atteindre des dispersions globales inférieures à 0.1%, il est nécessaire d'avoir des facteurs de piégeage de l'ordre de quelques  $10^{-5}$ ; une dispersion de 1% correspondant à des facteurs de piégeage de l'ordre de  $10^{-3}$ .

Valeur maximale de l'efficacité :

Il est important de déterminer, pour un détecteur, la valeur maximale de l'efficacité qu'on peut en attendre. Elle donne l'erreur minimale de linéarité que l'on peut faire, même en choisissant soigneusement la zone irradiée.

A partir de la formule de  $\eta$  :

$$\eta = \eta_t + \eta_e = \frac{\lambda_t}{w} \left[ 1 - e^{-x/\lambda_t} \right] + \frac{\lambda_e}{w} \left[ 1 - e^{-(w-x)/\lambda_e} \right]$$

on déduit la valeur de  $x$  correspondant à  $\eta_{\max}$  par  $\frac{d\eta}{dx} = 0$

$$x(\eta_{\max}) = \lambda_t \frac{w}{\lambda_t + \lambda_e}$$

Posons  $p$ , facteur de piégeage  $p = \frac{w}{\lambda_t + \lambda_e}$

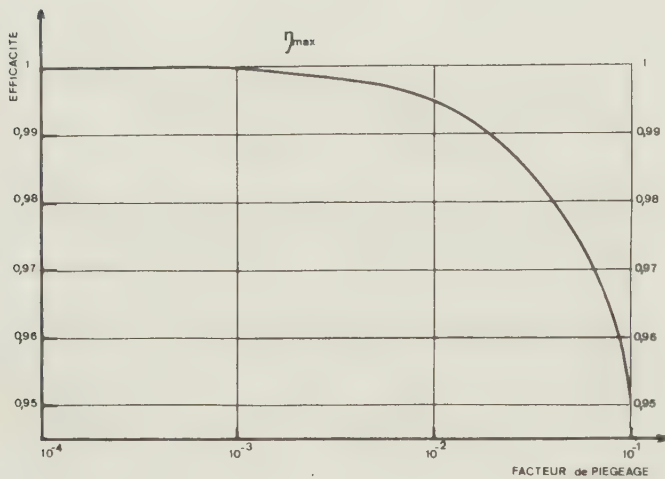


Fig. 28 - Valeur de l'efficacité maximale  $\eta_{\max}$  fonction du facteur de piégeage.

On a :

$$\eta_{\max} = \frac{\lambda_t}{w} \{1 - e^{-p}\} + \frac{\lambda_e}{w} \{1 - e^{-p}\}$$

$$\eta_{\max} = \frac{1 - e^{-p}}{p}$$

La figure {28} représente  $\eta_{\max}$  fonction de  $p$ . On voit que pour avoir  $\eta_{\max}$  différant de moins de 0.1% du maximum absolu, il faut  $p < 10^{-3}$ .

Charge totale collectée :

Reprenons l'expression de la charge totale collectée :

$$Q = N_0 q \cdot \left\{ \frac{\lambda_t}{w} \left[ 1 - \frac{\lambda_t}{w} + \frac{\lambda_t}{w} e^{-w/\lambda_t} \right] + \frac{\lambda_e}{w} \left[ 1 - \frac{\lambda_e}{w} + \frac{\lambda_e}{w} e^{-w/\lambda_e} \right] \right\}$$

qu'on peut écrire :

$$Q = \frac{N_0 \cdot q}{w^2} \left[ (\lambda_t + \lambda_e)w - (\lambda_t^2 + \lambda_e^2) + \lambda_t^2 e^{-w/\lambda_t} + \lambda_e^2 e^{-w/\lambda_e} \right]$$

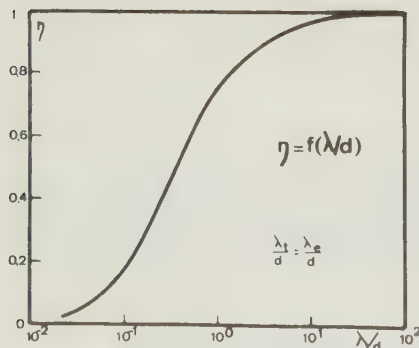


Fig. 29 - Efficacité de collection fonction de  $\lambda/w$  dans le cas  $\lambda_t = \lambda_e$

A la limite, lorsque le piégeage est négligeable ( $\lambda_t = \lambda_e \rightarrow \infty$ )  $Q \rightarrow N_0 q$ . On a représenté avec DAY et al {72} la variation de  $Q$  en fonction de la longueur de piégeage  $\frac{\lambda}{w}$  dans le cas particulier  $\lambda_t = \lambda_e$  (Fig. 29).

On peut conclure que le piégeage a, pour effet principal, dans le cas qui nous occupe de rendre la contribution de charge au circuit extérieur dépendante de la position de la paire électron-trou créée. Il a, pour cause première, la présence d'impuretés, de certains types, distribuées de façon inhomogène dans le cristal.

### 3 - LES IMPURETES DU GERMANIUM - SOURCE DE PIEGEAGE

Si on essaie de rapporter l'étude du piégeage des porteurs et de ses effets aux paramètres initiaux du matériau de départ, on peut faire les constatations suivantes :

- tous les cristaux ne présentent pas, de ce point de vue, les mêmes caractéristiques. Certains ont un piégeage préférentiel de trous, d'autres d'électrons, d'autres enfin n'ont pas de piégeage préférentiel.

- les variations aléatoires de résolution ou de linéarité en fonction du point d'impact, accréditent l'idée d'une distribution non homogène des centres de piégage dans le cristal.

- Il n'apparaît pas de lieu évident entre le piégeage et les autres caractéristiques initiales du cristal, telles que : résistivité, durée de vie, nombre des dislocations (au moins tel que la mesure par les figures d'attaque chimique le donne).

Dans ces conditions, les impuretés semblent bien être la cause principale du piégeage.

Nombreuses sont les impuretés qui peuvent donner des niveaux dans la bande interdite, agissant comme centre de piégeage. La description phénoménologique du rôle d'une impureté en tant que piège nécessite la connaissance de la section efficace de capture de cette impureté pour les électrons ou les trous. Les valeurs citées dans la littérature présentent une très grande dispersion (de  $10^{-12}$  à  $10^{-21}$  cm<sup>2</sup> {73}) et sont, de plus, dépendantes de la température; nous prendrons comme valeur moyenne, raisonnablement cohérente, une section efficace de  $10^{-15}$  cm<sup>2</sup>, en accord avec {73}.

On peut estimer le nombre de centre de piégeage. La concentration  $N_p$  de centre de piégeage pour les électrons présents dans le volume sensible du détecteur, peut être exprimée par :

$$N_p = \frac{1}{\mu_e \tau_e E \sigma_p}$$

ou  $\tau_e$  est la durée de vie de l'électron avant piégeage,  $E$  le champ appliqué,  $\mu_e$  la mobilité et  $\sigma_p$  la section efficace de capture.

On a une formule semblable pour les trous.

Avec la valeur  $\sigma_p = 10^{-15}$  cm<sup>2</sup>, on obtient  $N_p = 10^{13}$  at/cm<sup>3</sup>.

La charge perdue est proportionnelle à  $w/\mu_e \tau_e$ . Avec les valeurs précédentes et  $w = 1$  cm, on trouve une perte de charge de 1%, ce qui est cohérent avec les résultats rapportés ci-dessus.

La détermination expérimentale du nombre et de la nature des impuretés se heurte à la précision des procédés utilisables, les méthodes de spectrométrie de masse et les méthodes d'activation neutroniques ayant des sensibilités de l'ordre de quelques  $10^{13}$ . On peut cependant faire quelques remarques. Certains éléments se trouvent en plus grandes quantités, particulièrement les éléments de faible numéro atomique (jusqu'au zinc). La distribution des impuretés est très inhomogène, avec des zones de concentration de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à la moyenne, sorte de micro-agglomérats localisés dans le cristal, sans doute sous forme non-électriquement actifs.

#### Nature des pièges principaux :

Sur la base des résultats expérimentaux, un modèle simple peut être proposé pour déterminer la nature des centres de piégeage principaux qui interviennent dans la détection nucléaire {74}.

Chaque impureté est caractérisée par la position du niveau qu'elle introduit dans la bande interdite; par exemple, pour un centre de piégeage d'électrons par la quantité  $(E_e - E_i)$  ou  $E_e$  et  $E_i$  sont respectivement les niveaux

d'énergie du bas de la bande de conduction et de l'impureté.

BUBE {75} a calculé, avec les données  $\sigma_p$ ,  $N_p$ ,  $E_i$ , le nombre d'électrons piégés par un tel niveau, et a donné une relation dépendante de la température entre  $(E_e - E_i)$  et  $\tau_p$ ,  $\tau_p$  étant le temps moyen pendant lequel les électrons restent dans le centre de piégeage {73}.

En comparant  $\tau_p$  au temps de collection des charges au niveau de la mise en forme électronique (en général, de l'ordre de la microseconde), on peut déterminer les niveaux susceptibles d'intervenir. Ce sont ceux pour lesquels  $0,1 \mu s < \tau_p < 10 \mu s$ , et qui correspondent à  $0,05 \text{ eV} < E_e - E_i < 0,1 \text{ eV}$ .

La figure {2} représente les niveaux de toutes les impuretés connues dans le germanium. On constate que seul l'Argent a un niveau accepteur (piège à électrons) situé dans la région  $0,05 - 0,1 \text{ eV}$ . Les résultats d'analyse par activation et séparation chimique, récemment rapportés par RESTELLI {52} ont montré des quantités d'Argent plus que suffisantes pour expliquer les effets de piégeage ( $N_i(\text{Ag}) \sim 10^{14} \text{ at/cm}^2$ ). Il est donc probable que l'Argent est l'impureté principale à prendre en considération pour le piégeage d'électrons.

Pour le piège de trous, le même raisonnement conduit à considérer que l'impureté se trouve dans la région  $0,05 < E_v - E_i < 0,1 \text{ eV}$  ou  $E_v$  est le haut de la bande de valence. Dans cette région, seul l'Or a un niveau donneur, qui pourrait expliquer le piégeage de trous, mais cela reste à vérifier.

#### CONCLUSION :

Les diodes Ge(Li), utilisées pour la détection de particules chargées, pénétrant par le côté, ont des performances grandement tributaires de la qualité des cristaux employés, qualité sur laquelle nous ne disposons que de peu de moyens d'action. Leur emploi avec les particules entrant par les faces dépend essentiellement des progrès qui seront réalisés dans les procédés d'implantation. De plus, dans cette éventualité, les épaisseurs sensibles restent limitées à 25 mm. Nous avons vu aussi l'importance des réactions nucléaires et liées à elles, la présence d'un continuum non négligeable.

Indépendamment de la poursuite d'études physiques sur tel ou tel aspect de leur comportement, l'emploi de ces détecteurs reste tributaire d'une sélection permettant de déterminer a priori leurs caractéristiques : zones mortes, ordre de grandeur du piégeage, etc... de la même manière qu'on mesure leur courant de fuite. Dans ces conditions, ceux qui ne présentent pas de zones mortes et un faible piégeage peuvent être considérés comme opérationnels.

La gammagraphie, faite de façon complète et systématique, peut être un moyen approprié de sélection. La concordance que l'on peut aujourd'hui constater entre les résultats fournis par cette méthode et nos propres observations, permet d'envisager son utilisation pour la mesure des phénomènes du piégeage et pour révéler les zones non détectrices, à défaut de pouvoir s'affranchir de ces effets.

Une autre méthode peut consister à s'attacher à des effets indirects. Le piégeage n'est pas un facteur directement accessible, mais il est lié, entre autres, aux durées de vie  $\tau$  des porteurs ( $\lambda = \mu\tau E$ ) que l'on peut envisager de mesurer.

Nous avons utilisé un autre moyen simple de sélection des détecteurs, qui est la mesure fine de la capacité de la diode. La qualité du diélectrique dépend en effet de la présence des impuretés (piégeage) et des agglomérats plus ou moins importants (zone morte). L'obtention d'une capacité de détecteur très exactement égale à la capacité théorique donnée par la configuration géométrique, tend à prouver que la zone compensée se comporte en bon diélectrique et présente peu d'inhomogénéités. Testée sur plusieurs détecteurs, cette méthode a donné de bons résultats et constitue un critère de sélection valable, mais non parfait, dont la mise en oeuvre est très facile.

T R O I S I E M E   P A R T I E

-~--~--~--

APPLICATION - CONTRIBUTION EXPERIMENTALE A L'ETUDE  
DES REACTIONS (d,d')(d,p)(d,t) sur  $^{12}\text{C}$ .



# CHAPITRE I

## METHODE EXPERIMENTALE

\*\*\*\*\*

### 1 - PRINCIPE

Des deutons de 80 MeV produits au Synchrocyclotron d'Orsay ont été utilisés pour bombarder des cibles placées au centre d'une chambre à réaction. Le principe général de la méthode d'analyse utilisée est celui de la détection et de l'identification des produits de réaction par un télescope à détecteurs semi-conducteurs, constitué par une jonction Silicium ( $\Delta E$ ) et une jonction Germanium (E). Les informations obtenues, après sélection en temps et analyse, étaient envoyées à un ordinateur IBM 360/50 en "ligne", et stockées sur disque.

Le traitement a été opéré, dans une deuxième phase, hors ligne, le programme d'identification et de calcul n'ayant pu être couplé à temps au programme d'acquisition.

#### Système de détection :

On sait que l'identification par la méthode  $E/\Delta E$  est fondée sur l'équation de BETHE-BLOCK donnant l'énergie moyenne perdue par une particule traversant un milieu. La quantité d'énergie cédée par une particule d'énergie  $E_D$  croît avec la charge et la masse de celle-ci comme le terme  $Z_D^2 M_D$ . Il est donc possible d'identifier le type d'une particule en mesurant son énergie incidente et sa perte d'énergie. En pratique, le milieu absorbant est un détecteur donnant la perte d'énergie ( $\Delta E$ ), l'énergie incidente étant obtenue comme somme de l'énergie perdue dans le détecteur  $\Delta E$  et dans un second détecteur capable d'arrêter la particule. Le premier détecteur limite les particules identifiables à celles dont l'énergie est suffisante pour en traverser l'épaisseur.

Intéressé par les deutons, protons et tritons de réaction et leur analyse dans la plage d'énergie 80-35 MeV, nous avons choisi de travailler avec une jonction silicium du type barrière de surface de 1,5 mm d'épaisseur (diode ORTEC).

Nous avons utilisé comme détecteurs E à absorption totale des diodes Germanium (Lithium), attaquées par le côté, dont l'intérêt pour les particules chargées dans cette gamme d'énergie, ainsi que les caractéristiques essentielles, ont été discuté dans la deuxième partie.

### 2 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

#### *a) - Montage :*

Le cryostat contenant le détecteur Germanium est suspendu à un bras, tournant autour de la chambre à réaction (diamètre 2 mètres) équipée d'une fenêtre mince de Mylar (Figure {30}). Un diaphragme de laiton, solidaire du cryostat, limite la zone de la diode utilisée. Le détecteur Silicium est fixé

directement sur la face avant de ce diaphragme; il est précédé lui-même d'un collimateur et utilisé dans l'air, simplement protégé de la lumière. Il est refroidi par circulation d'eau réfrigérée à +5°C.

Les collimateurs avaient typiquement les dimensions suivantes : 6 x 12 mm pour la diode Silicium (72 mm<sup>2</sup>) et 4 x 10 mm pour le Germanium (40 mm<sup>2</sup>).

L'ensemble de la machine, les dispositifs de transport de faisceau et les éléments d'optique, ainsi que la chambre à réaction ont été amplement décrits par ailleurs {76}, sans qu'il soit besoin d'y revenir.

#### *b) - Electronique :*

L'électronique utilisée dans cette expérience consiste en trois ensembles : le système d'analyse linéaire, le système logique (temps), l'interface avec l'ordinateur.

Un schéma général et un bloc-diagramme de l'ensemble du système sont représentés sur la figure {31}.

##### *a) Système linéaire :*

Les préamplificateurs associés aux détecteurs semi-conducteurs étaient du type semi-rapide, entièrement transistorisés avec transistor à Effet de Champ d'entrée. Ils permettaient d'obtenir un signal linéaire suffisamment rapide (temps de montée 10 ns.) pour permettre des prises d'information temps. Ils ont été conçus pour les impératifs de cette expérience, en particulier avec une bonne stabilité et une bonne linéarité sur une dynamique étendue. La stabilité expérimentale à long terme de l'ensemble du système linéaire, essentiellement déterminée par celle du préamplificateur, était meilleure que 1‰.

Les amplificateurs linéaires utilisés étaient des TENNELEC TC 200 sur la voie E et ORTEC sur la voie  $\Delta E$ . Les mises en forme sur la voie germanium étaient de 1,6  $\mu$ sec. pour la constante d'intégration, et de 1,6  $\mu$ sec. pour la double différentiation. Ces valeurs nous ont parus un bon compromis entre, d'une part l'optimisation de l'effet balistique et des effets du piégeage, et d'autre part, la réduction des effets d'élargissements dû au taux de comptage.

Les gains et les seuils ont été déterminés de façon à permettre l'analyse des produits de réactions détectés jusqu'à des énergies d'excitation importantes. Le domaine considéré s'étendait de 90 à 30 MeV.

Les impulsions étaient analysées par des convertisseurs analogique-digital INTERTECHNIQUE CA 13 avec un étalonnage voisin de 50 KeV par canal, sur 512 canaux pour la voie silicium et 2048 canaux sur la voie germanium. La résolution en énergie sur la voie E, pour les spectres complets préalablement à toute identification était d'environ 430 KeV. La résolution de la chaîne électronique, mesurée à partir d'une impulsion-test, était de 30 KeV.

Dans la chaîne linéaire, des empilements peuvent se produire par recouvrement de deux impulsions correspondant à deux événements. Les détecteurs utilisés ont des temps de collection relativement rapides (100 nsec. pour la jonction germanium à 77°K), mais les impulsions à la sortie de l'amplificateur ne retournent pas au niveau de la ligne de base (à mieux que 1‰ près) avant plusieurs dizaines de  $\mu$ sec. Si une impulsion se produit pendant ce temps, il y a recouvrement et cette dernière est analysée pour une hauteur fautive.

Nous avons grandement amélioré les performances du système quant au taux de comptage en utilisant un dispositif d'annulation de pôle zéro entre le préamplificateur et l'amplificateur, et un module de restauration de niveau continu à la sortie du TC 200. Dans ces conditions, seule la largeur des impulsions, définie par les mises en forme, limite à ce niveau le taux de comptage et nous avons pu travailler à des taux d'impulsion utiles, c'est-à-dire comprises entre 30 et 80 MeV, de plusieurs centaines par seconde. Ce qui, compte-tenu du nombre considérable d'impulsions dans les parties basses du spectre, suppose un taux de comptage effectif d'un ou plusieurs ordres de grandeur supérieur. Pour des taux plus élevés, des limitations sur le temps mort apparaissent au niveau des convertisseurs CA 13.

En tout état de cause, nous avons été expérimentalement limité par les performances à l'acquisition du système IBM 360/50 qui, compte-tenu de la logique des mémoires-tampons mis en place à l'époque, ne pouvait, sans pertes excessives, accepter plus de 100 coups/seconde. Nous reviendrons sur ce point.

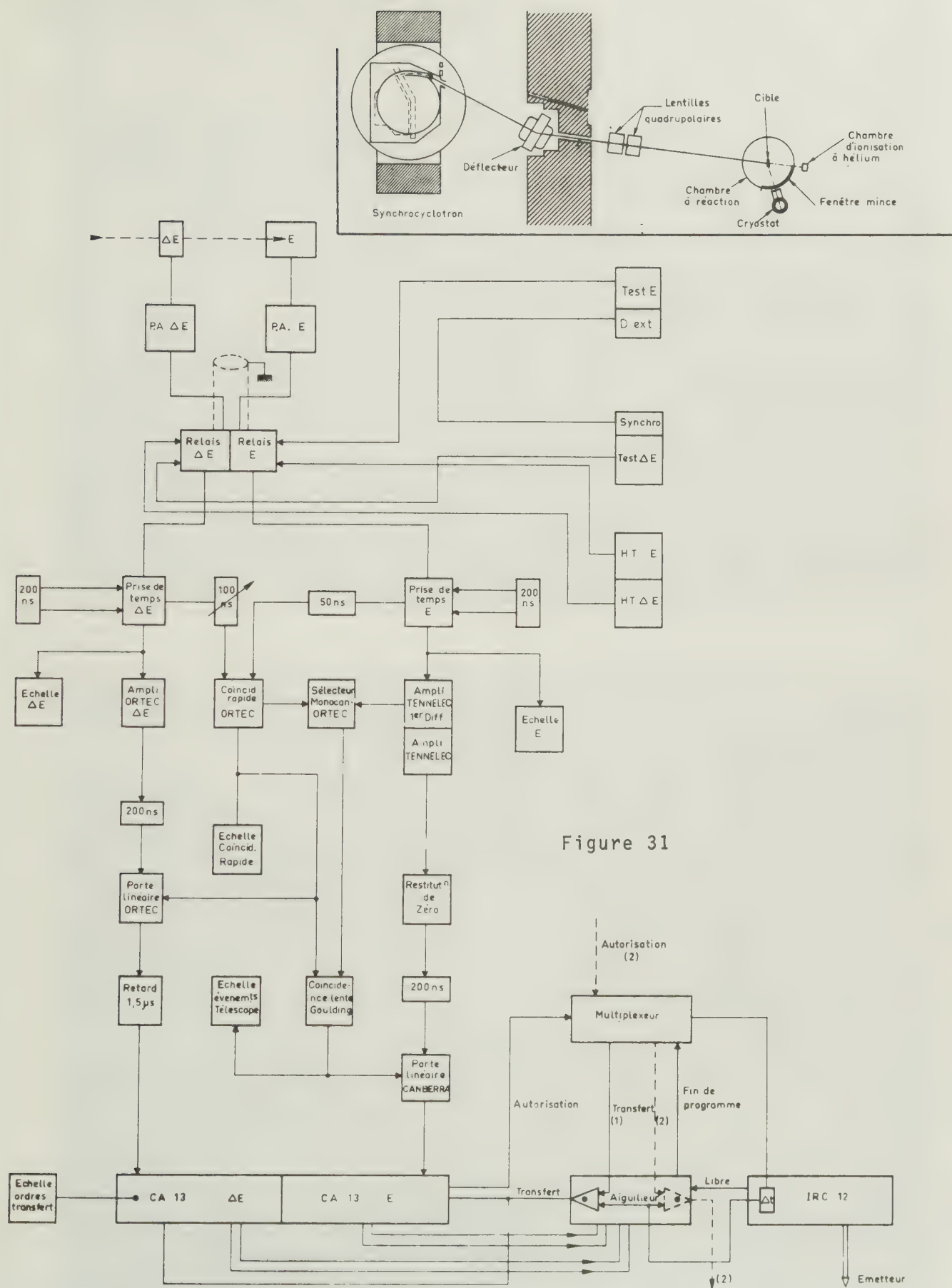


Figure 31

Ayant porté notre attention sur la voie  $E$ , nous avons sous-estimé l'importance de ce point de vue de la voie  $\Delta E$ , et nous avons pu constater à l'analyse des empilements conséquents sur cette voie, qui nuisent à la résolution et qu'il appartiendra d'éviter à l'avenir.

b) Système logique - Information temps :

Le signal rapide, à la sortie du préamplificateur, ramené à l'entrée d'un module de "prise de temps", mis au point au laboratoire, fournit un signal temps pour chaque événement. Les coïncidences rapides  $E/\Delta E$  commandent des portes linéaires CANBERRA et donnent des couples  $E-\Delta E$  correspondant à des événements réels. Le signal de coïncidence commande les analyseurs et fournit les ordres de transfert envoyés à l'interface.

c) Interface -- Emetteur -- IBM 360 :

Les couples de signaux linéaires  $E-\Delta E$  provenant des convertisseurs sont envoyés par l'intermédiaire d'un interface-émetteur vers un ordinateur IBM 360/50 en ligne, utilisé comme moyen de stockage. Les matrices bidimensionnelles  $E-\Delta E$  sont chargées sur disques au moyen d'un programme d'acquisition faisant largement appel à une bibliothèque de base mise au point à Orsay pour ce genre d'expériences. Une visualisation sur écran TV permet de contrôler l'acquisition en donnant des projections sur le plan  $E$  de la matrice.

c) - *Faisceau - Cibles* :

L'énergie du faisceau incident a été déterminée par absorption dans différentes épaisseurs de cuivre et mesure des pertes d'énergie correspondantes. Elle a été vérifiée, avec la linéarité des détecteurs, par des considérations cinématiques faites sur la diffusion par le  $^{12}\text{C}$  (élastique et 4,4 MeV). Ainsi mesurée, l'énergie incidente était de  $80,2 \pm 0,2$  MeV. La précision indiquée résulte des variations possibles de l'énergie due à l'utilisation du stochastique. Les valeurs ainsi obtenues ont permis l'étalonnage en énergie du détecteur  $E$ .

L'étalonnage en énergie du détecteur  $\Delta E$  a été réalisé d'une part en utilisant les  $\alpha$  d'une source de  $^{241}\text{Am}$ , et d'autre part à partir de mesures de pertes d'énergie faites dans le faisceau de deutons à  $0^\circ$  avec les deux jonctions  $E$  et  $\Delta E$ .

La précision de l'étalonnage d'ensemble, importante pour obtenir un équilibrage des deux voies qui permettent une identification correcte, a été très satisfaisante et les résultats des calculs cinématiques ont pu être appliqués aux spectres identifiés en énergie sans correction.

Le  $0^\circ$  du faisceau a été déterminé par la méthode droite-gauche sur la diffusion élastique et par le croisement du pic  $H$  avec le 4,4 MeV du  $^{12}\text{C}$ .

Le nombre de particules incidentes durant l'expérience était monitoré par une chambre à hélium, dont le gain a été étalonné par comparaison avec une cage de Faraday.

La cible de  $^{12}\text{C}$ , constituée par du carbone en feuille, d'épaisseur  $15,4 \text{ mg/cm}^2$ , était suspendue, au centre d'un porte-cible en aluminium largement dimensionné, par trois fils fins de façon à diminuer le fond le plus possible.

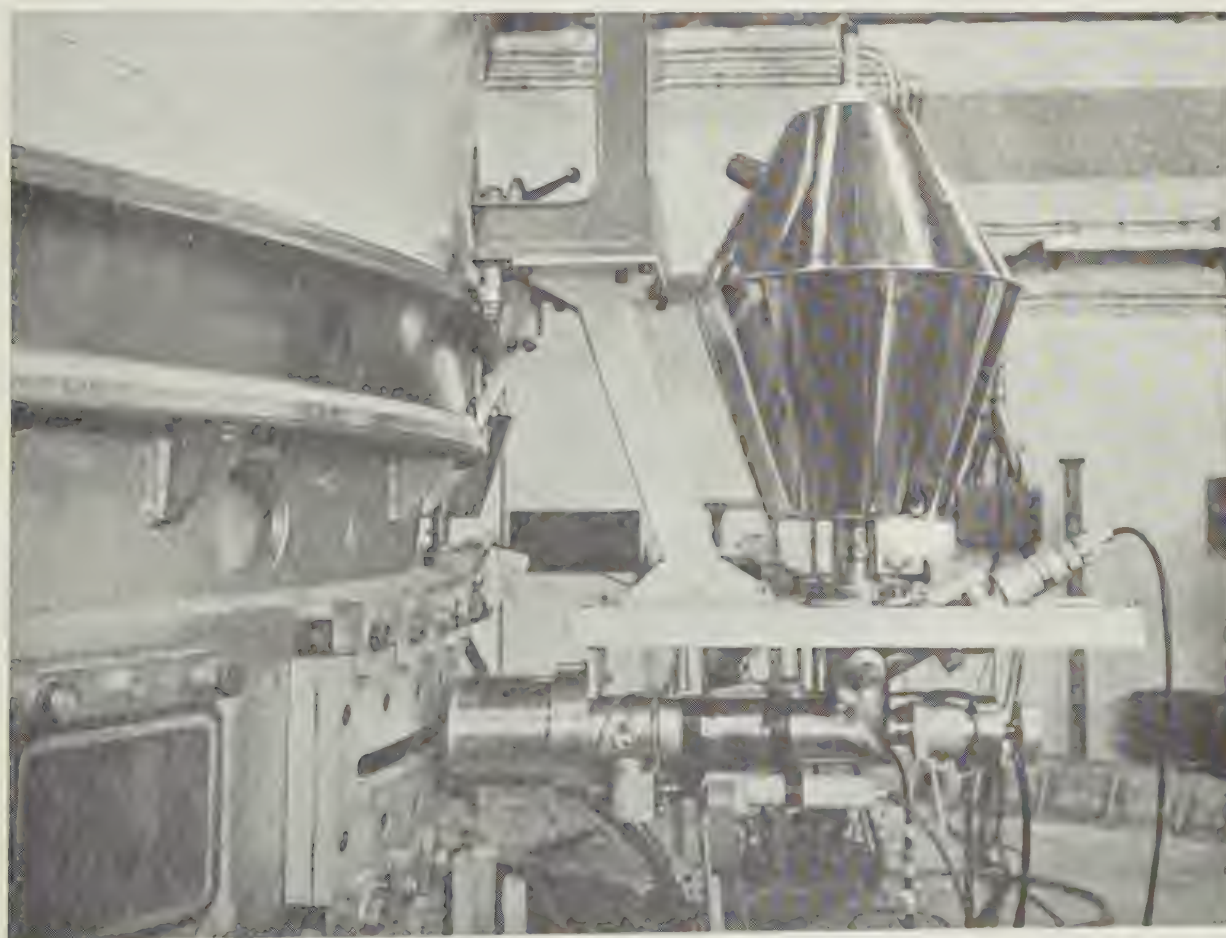
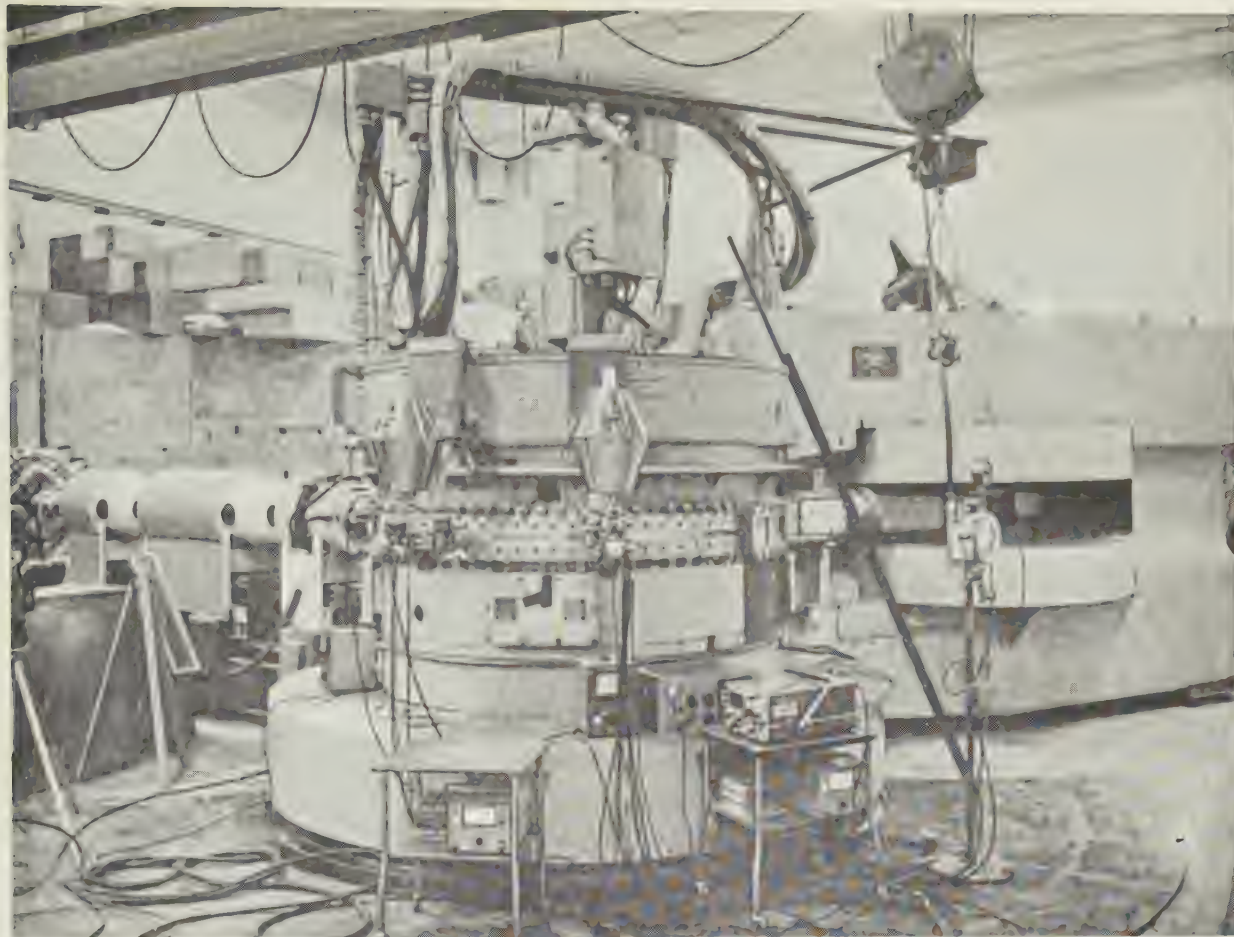
### 3 - ANALYSE DE DONNEES

a) - *Identification - Spectres en énergie* :

Comme il a été dit, l'analyse des données initialement prévue "en ligne", a dû être faite en différé. Le traitement comprend plusieurs parties : identification, visualisation, cinématique, tracé de courbes.

a) Spectres identifiés :

La séparation expérimentale des particules, définies par un couple  $E-\Delta E$ , telle qu'elle est réalisée par le système est représentée sur la figure {32}. Celle-ci montre la "carte", obtenue à partir de la matrice stockée sur disque, des événements en fonction de l'énergie totale et de la perte d'énergie,



MONTAGE EXPERIMENTAL AUPRES DE LA CHAMBRE A REACTION DU SYNCHROCYCLOTRON.

Fig. 30





Fig. 32



pour les produits de réaction deutons sur  $^{24}\text{Mg}$ . On remarque nettement le groupe correspondant au pic élastique, ainsi qu'une trainée liée à ce pic due aux pertes dans le détecteur germanium. Nous discuterons plus loin cet effet.

La détermination des spectres identifiés est fondée sur le programme de calcul mis au point par D. BACHELIER [77], modifiée avec l'aide de C. STEPHAN. L'identification est faite à partir d'une séparation topologique des particules, telle qu'elle apparaît sur la carte de la figure {32}. Sur cette représentation bi-dimensionnelle, on définit, par un certain nombre de points de coordonnées  $E$  et  $\Delta E$ , des lignes de séparation délimitant des zones correspondant aux différents produits de réaction. A partir de ces tracés et de la matrice sur disque et en fonction des données d'étalonnage (gain, seuils, etc...), l'ordinateur opère la sélection des particules et réduit, pour chaque angle, la matrice à autant de spectres en énergie qu'il y a de particules identifiées, soit en fait trois : deutons, protons, tritons.

#### b) Traitement des spectres en énergie :

Les spectres identifiés ont été déterminés sur 1280 canaux, avec un seuil inférieur de 28 MeV et jusqu'à 90 MeV, avec une échelle de 50 KeV par canal.

La résolution totale expérimentale après identification est, sur ces spectres, de 600 KeV environ. L'élargissement constaté par rapport à la résolution des spectres bruts en énergie est probablement imputable, dans une large mesure, aux empilements dans la voie  $\Delta E$  dus au taux de comptage; cet effet se traduit sur la matrice par une trainée notable parallèle à l'axe  $\Delta E$ . L'incidence des variations d'intensité du faisceau sur le taux d'empilements et les effets de la stabilité en énergie ( $\pm 100$  KeV) doivent aussi contribuer, pour une part, à l'élargissement.

La visualisation des spectres identifiés sur écran TV permet une première analyse qualitative par simple examen. Le programme permet, de plus, de sortir la position et le nombre de coups d'un canal désigné par "light-pen", ainsi que le nombre de coups total contenu dans un pic (intégration) après soustraction d'un fond linéaire.

Pour chaque angle, les spectres identifiés ont été tracés sur un traceur de courbes BENSON, avec des échelles en  $X$  et  $Y$  adaptables à chaque cas. Les figures {33} {34} {35} montrent des spectres de deutons, protons et tritons obtenus par réaction sur  $^{12}\text{C}$ .

Un calcul couplé de cinématique permet de connaître, pour chaque expérience (cible, angle, type de particules sortantes ...), la position (numéro de canal) d'un pic d'énergie d'excitation déterminée. Le calcul tient compte de l'épaisseur des cibles et des corrections dues aux fenêtres situées sur le parcours des particules secondaires.

#### b) - Corrections :

##### a) Correction due au fond lié au détecteur germanium :

On a vu, dans la deuxième partie, qu'aux spectres donnés par les détecteurs germanium sont associés un fond provenant, d'une part de la diffusion des particules incidentes en dehors de la zone sensible de la diode et, d'autre part, des réactions nucléaires des particules avec le germanium. On sait que 4 à 6% des particules détectées interviennent dans de telles réactions et contribuent à produire une "queue" inévitable et dont les résultats doivent tenir compte.

De plus, des particules peuvent perdre de l'énergie avant d'entrer dans le détecteur par diffusion sur les bords et par les fenêtres des collimateurs. Cette diffusion contribuera aussi à un fond de basse énergie.

Il y a cependant une différence dans la manière selon laquelle les réactions et la diffusion par le collimateur contribuent au fond.

Une particule diffusée par le collimateur perd son énergie avant d'entrer dans le système de détection : la perte d'énergie dans le détecteur  $\Delta E$  correspond à une énergie  $E'$  réduite et la particule est identifiée comme un produit de réaction d'énergie  $E'$ . Par contre, l'énergie perdue par réactions nucléaires dans le détecteur  $E$  n'est perdue qu'après passage dans le détecteur  $\Delta E$ .

Dans ce cas, l'information  $\Delta E$  correspond à une énergie incidente  $E$ , mais celle du détecteur d'absorption totale correspond à  $E' < E$ . Il en résulte une distribution d'événements de  $\Delta E$  constants, mais pouvant avoir toutes les valeurs d'énergie totale inférieure à  $E$ .

Les spectres obtenus sont "faussés" par ces réactions nucléaires dans le germanium. L'effet de la trainée attachée à chaque pic est de réduire le nombre de coups dans le pic et de distribuer ces coups dans les canaux inférieurs.

Cette queue est, sur la matrice  $(E, \Delta E)$  distribuée selon un  $\Delta E$  constant pour toutes les énergies en dessous de celle de la particule incidente. Il est donc possible, par exemple, que la trainée d'un pic de deutons traverse la distribution de protons. Ceci est le cas sur la figure {32}, où apparaît nettement une trainée, associée au pic élastique, qui contribue à des additions de coups dans certaines parties.

L'identification étant réalisée directement à partir des données  $E - \Delta E$ , il en résultera, d'une part que les coups ajoutés aux protons seront incorrectement identifiés comme tels, et d'autre part un fond important dans le spectre deutons s'étendant sur toute la plage de recouvrement de la zone deutons avec la trainée (correspondant environ à 16 MeV d'énergie d'excitation sur les spectres identifiés).

En principe, pour corriger ces effets sur la matrice, il faut ajouter des coups à chaque canal en énergie pour compenser les pertes par réaction et soustraire des coups des régions en dessous des pics dans les zones de distribution de particules. Si on fait les hypothèses que la queue de réaction est due uniquement au détecteur germanium, que le taux de réaction décroît comme  $1/E^2$  [78], et que la trainée est uniformément distribuée sur toute l'énergie en dessous des pics, il est possible de traiter, au calculateur, la matrice point par point, de façon complète et systématique.

Dans un premier temps et pour les résultats présentés ici, nous avons opéré ces corrections manuellement en considérant que la contribution primordiale était celle du pic élastique et en négligeant en première approximation, les fonds dus aux autres pics.

#### b) Correction due au fond de diffusion, au support cible et au collimateur :

On a vu qu'on peut estimer à environ 2% le nombre de particules diffusées par le collimateur. Nous avons corrigé les spectres en conséquence en tenant compte de l'efficacité réelle des détecteurs.

Le fond dû au support cible, avec les précautions prises pour le montage, est négligeable, comme nous avons pu le vérifier à plusieurs angles, dans la région des pics discrets (environ 20 MeV d'énergie d'excitation).

Quant à l'ensemble du fond sur les spectres en énergie, il a été soustrait, pour le calcul des sections efficaces, à partir des valeurs calculées cas par cas, soit par planimétrage des courbes, soit par extraction des nombres de coups au "light-pen" sur la visualisation TV.

#### c) Pertes et temps mort - Correction due aux pertes au niveau de l'I.B.M. :

Le temps mort est normalement déterminé par le temps de conversion du convertisseur analogique-digital et par le temps de transmission et d'écriture des données (temps mort "Software").

Il est mesuré par le rapport entre le nombre d'événements réels à la sortie du télescope et le nombre réellement enregistré. Il est bien connu et négligeable au niveau des CA 13. Par contre, nous avons eu de sérieux ennuis avec le temps mort "software" dû à la logique même du processus d'acquisition, les pertes croissant très rapidement avec le taux de comptage et pouvant atteindre plusieurs dizaines de %.

Nous avons vérifié que ces pertes étaient statistiquement réparties et affectaient d'une même façon les pics élastiques, inélastiques et les pics de protons. Le spectre  $E$  total (non identifié) ayant été relevé, pour chaque angle, à la sortie des CA 13-BM 96, nous avons appliqué aux résultats une normalisation calculée à partir des écarts constatés sur les pics élastiques dans les deux méthodes (bande BM 96 et disque IBM 360). Nous avons contrôlé le bien-

fondé de cette normalisation en comparant les résultats ainsi corrigés à ceux d'une expérience précédente, faite avec le même système de détection (télescope germanium-silicium), mais sans stockage IBM, et qui nous avait permis d'obtenir les sections efficaces élastiques sur certains noyaux - (G. DUHAMEL, thèse {79})-



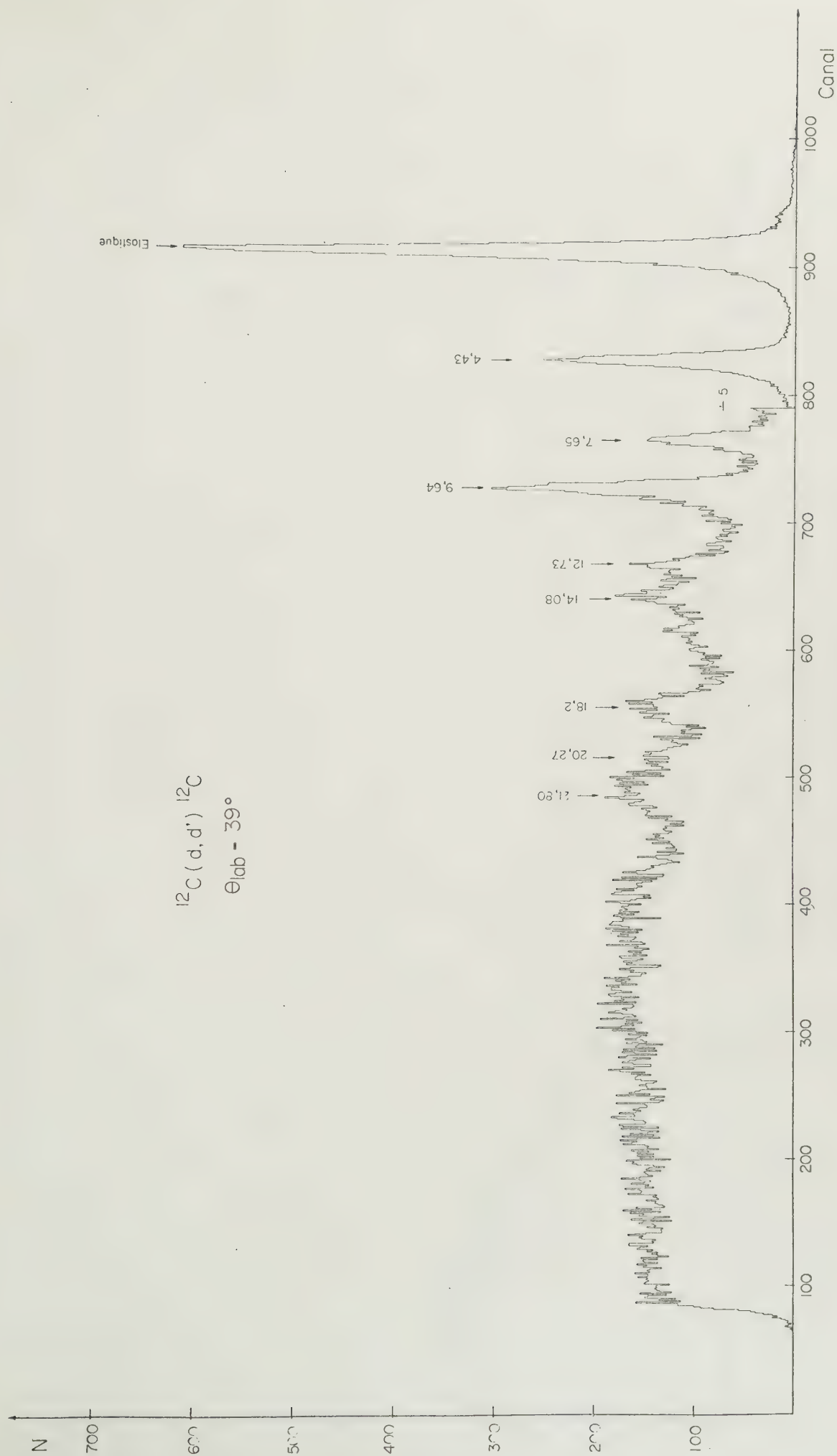


Figure 33 - Spectre de deutons -  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d}')^{12}\text{C}$



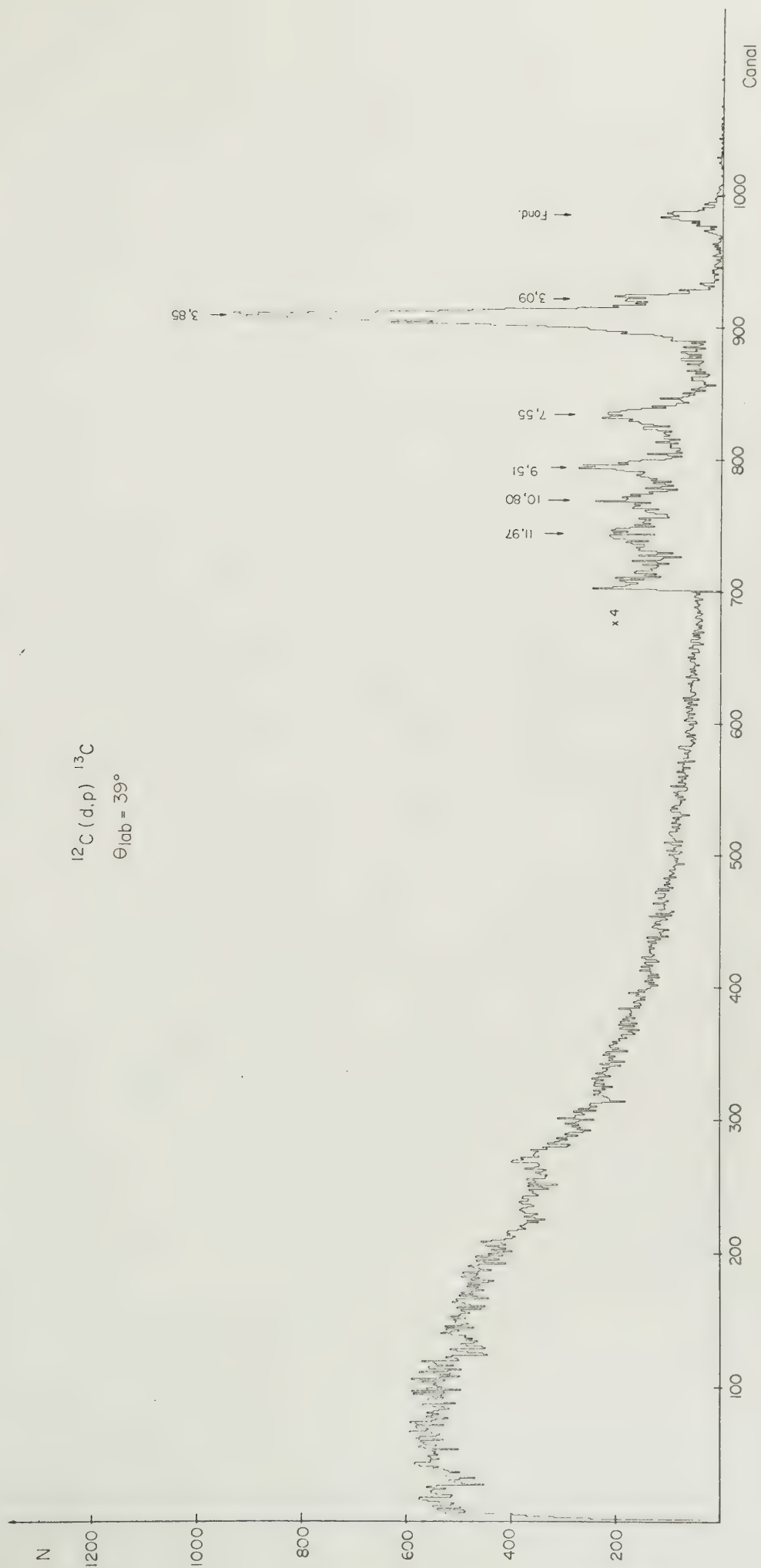


Figure 34 - Spectre de protons -  $^{12}\text{C}(\text{d,p})^{13}\text{C}$



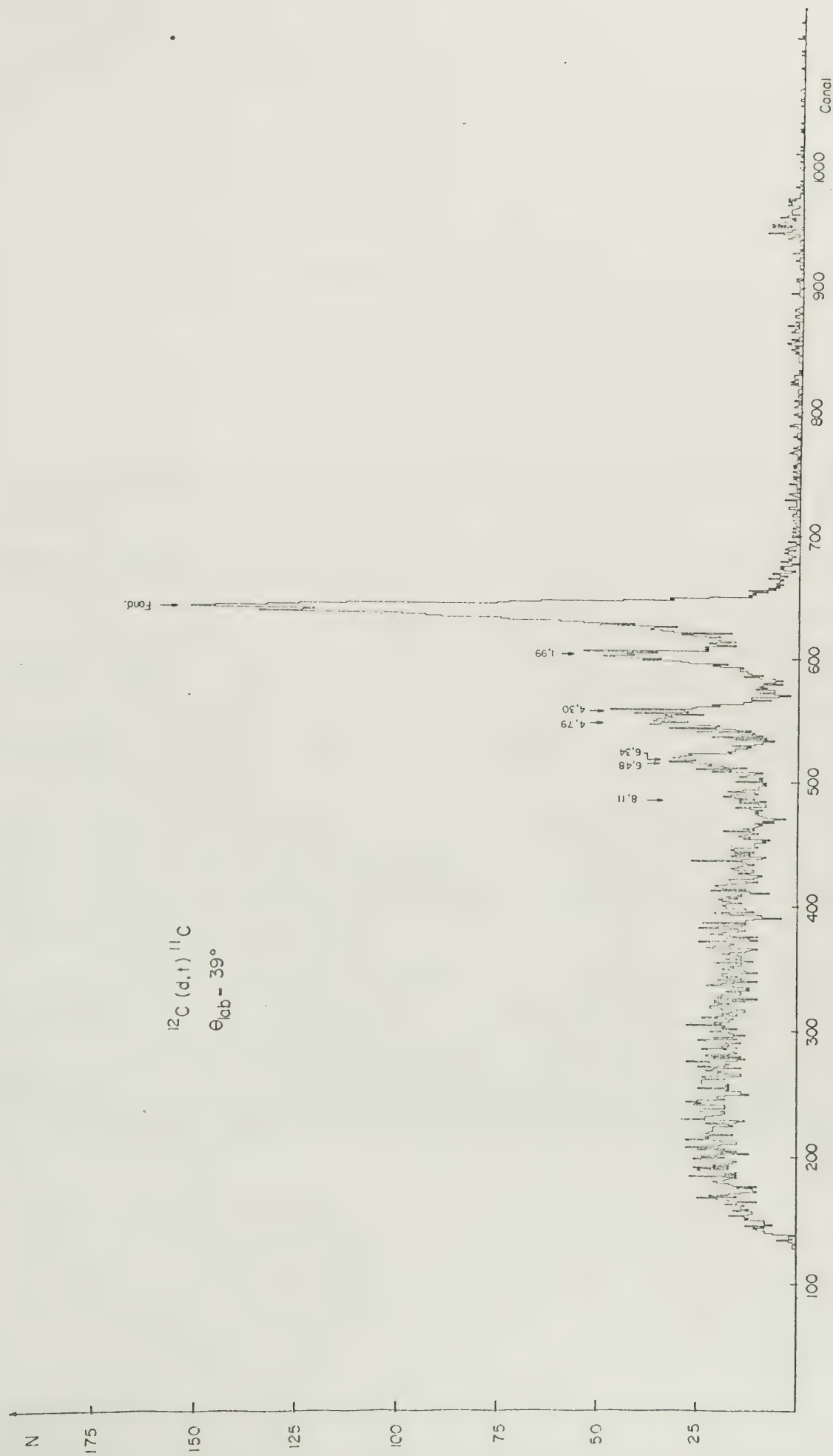


Figure 35 - Spectre de tritons -  $^{13}\text{C} \text{ (d,t) } ^{11}\text{C}$



## C H A P I T R E    I I

### RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR $^{12}\text{C}$ ET DISCUSSION

=====

Nous avons utilisé le système de détection et d'analyse décrit au chapitre précédent pour étudier les spectres de deutons, protons et tritons émis par les noyaux de  $^{12}\text{C}$  et  $^{24}\text{Mg}$  bombardés par des deutons de 80 MeV.

Ces deux noyaux ont été largement étudiés en protons dans une grande gamme d'énergie par de nombreux auteurs, les expériences en deutons étant par contre limitées principalement à des énergies plus faibles.

Nous présentons ici les résultats expérimentaux sur le noyau de  $^{12}\text{C}$ , pour lequel la séparation des niveaux atteints respectivement dans les noyaux fins de  $^{11}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ , compte tenu de la résolution limitée effectivement obtenue pendant l'expérience ( $\sim 600$  keV), est la moins délicate. Dans cette première étape, nous nous sommes limités à une analyse qualitative des résultats. Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et les sections efficaces inélastiques ( $dd'$ ), de stripping ( $d,p$ ) et de pick-up ( $d,t$ ) ont été déterminées pour les principaux niveaux excités sur les spectres de deutons, protons, tritons pour une douzaine d'angles entre  $11^\circ$  et  $42^\circ$  lab.

Excepté la diffusion élastique, où elle est meilleure, l'erreur absolue est estimée inférieure à 15%, sauf spécification particulière. Elle tient compte essentiellement des difficultés d'estimation des fonds et de décomposition des pics. Les autres causes d'erreur proviennent de la mesure du nombre total de particules incidentes ( $\pm 5\%$ ), de la non-uniformité de la cible ( $\pm 2\%$ ) et de l'imprécision dans la mesure de son épaisseur ( $\pm 1\%$ ), des variations des pertes aux niveaux de l'acquisition et de l'approximation dans la normalisation ( $\pm 2\%$ ). L'ensemble de ces erreurs peut être estimé à  $\pm 10\%$ .

Les pertes au niveau du stockage des informations à l'IBM 360, qui ont été parfois considérables, pouvant atteindre les 9/10 des événements, ont diminué notablement les statistiques sur les spectres obtenus en fin d'expérience, rendant difficile et parfois impossible l'extraction de certains pics.

La comparaison des résultats sur la diffusion élastique et sur les deux niveaux très excités de 4,43 MeV et 9,64 MeV du  $^{12}\text{C}$ , avec les valeurs obtenues antérieurement lors de notre étude de la diffusion élastique [79], nous a permis de contrôler les sections efficaces trouvées lors de cette expérience. L'excellent accord observé permet de vérifier la validité de la méthode d'analyse employée.

## 1 - DIFFUSION INELASTIQUE $^{12}\text{C}(d,d')^{12}\text{C}$

### a) - Diffusion inélastique :

La diffusion inélastique de particules nucléaires par les noyaux est l'un des moyens particulièrement utilisé en vue d'obtenir des informations spectroscopiques.

Les niveaux le plus fortement excités par ce processus sont en général assez bien décrits par un modèle collectif; il est alors possible de rendre compte de la diffusion inélastique vers de tels niveaux à l'aide d'une description macroscopique, généralisant le modèle optique et incluant des potentiels non sphériques, soit statiquement déformés et en rotation, soit soumis à des oscillations de forme. Les calculs au premier ordre dans le cadre de ce modèle macroscopique - approximation de Born en ondes distordues DWBA - ne nécessitent l'introduction que d'un seul paramètre libre, le paramètre de déformation  $\beta_0$  de chaque multipole, l'analyse de la diffusion élastique déterminant les autres. Cette méthode a donné des résultats satisfaisants dans de nombreux cas, particulièrement en diffusion  $\alpha$ - $\alpha'$ , conduisant à des paramètres de déformation  $\beta_\lambda$  en bon accord avec ceux trouvés par ailleurs.

Par sa nature même, le modèle macroscopique n'apporte qu'une connaissance limitée de la structure nucléaire. Une description plus fine de la diffusion inélastique est fondée sur l'expression du mouvement des nucléons individuels et sur la représentation de l'interaction entre la particule incidente et le noyau cible par une somme d'interaction à deux corps entre le projectile et les nucléons de la cible. Le modèle microscopique offre la possibilité de tester les fonctions d'ondes nucléaires, si l'interaction entre la particule incidente et les nucléons cibles est connue.

Une des difficultés particulières de l'analyse en modèle microscopique est la détermination d'une interaction effective du projectile avec un nucléon du noyau, elle-même modifiée par la présence des autres nucléons du noyau cible.

De ce point de vue, la description de la diffusion inélastique ( $dd'$ ) apparaît plus délicate que celle de la diffusion ( $pp'$ ) pour laquelle on peut, pour des énergies suffisamment élevées ( $> 100$  MeV), se placer dans le cadre de l'approximation d'impulsion, et exprimer l'interaction entre le projectile et le noyau cible au moyen des amplitudes de diffusion nucléon-nucléon libre.

Les états excités en diffusion inélastique peuvent être obtenus par la transition d'un nucléon créant dans la configuration initiale une paire une particule-un trou. Les états collectifs correspondent à la superposition cohérente de telles configurations. Les densités de transition peuvent aussi inclure les effets de plusieurs paires particules-trous dans l'état final, soit sans effet de corrélation avec l'état fondamental (Approximation I de GILLET-VINH MAU {82} dans le cas du  $^{12}\text{C}$ ), soit comprenant de telles corrélations (Approximation II).

La structure lâche du deuton et les valeurs 1 et 0 du spin et du spin isotopique confèrent aux diffusions inélastiques ( $d,d'$ ) des caractéristiques particulières : localisation en surface de la réaction même à moyenne énergie, sélection des états de même spin isotopique que l'état fondamental, excitation possible des états de parité non naturelle dans les noyaux pairs-pairs. La diffusion de deutons permet ainsi de confirmer ou de compléter des informations spectroscopiques fournies par d'autres types de réaction; en particulier, elle est intéressante pour l'étude comparative de l'excitation de certains niveaux  $T=0$  et  $T=1$  par analogie avec les expériences ( $p,p'$ ) à partir de la règle de sélection de spin isotopique. Cependant, les expériences ( $dd'$ ) à moyenne énergie sont relativement très peu nombreuses.

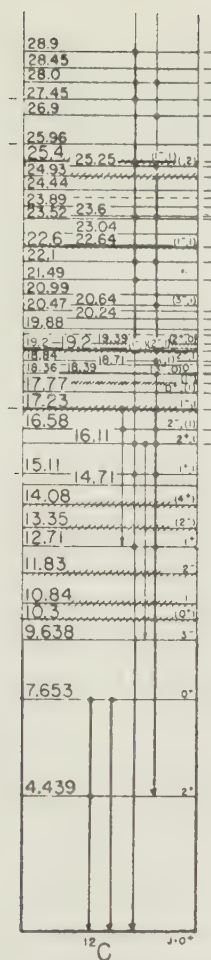


Figure 36 - Schéma de niveau du  $^{12}\text{C}$  d'après {83}

#### b) - Noyau $^{12}\text{C}$ :

Le schéma de niveau du noyau de  $^{12}\text{C}$  est représenté sur la figure {36}, d'après AJZENBERG-SELOVE et LAURITSEN {83}.

La diffusion inélastique à moyenne énergie sur le  $^{12}\text{C}$  a été étudiée de façon approfondie en protons, entre autres à 46 MeV {80}, 96 MeV {84}, 100 MeV {85}, 145 MeV {86}, 150 MeV {87} {76} et 185 MeV {88}. Les distributions angulaires des premiers niveaux (4,43, 7,6 et 9,6 MeV) ont été obtenues par tous les auteurs; les résultats relatifs aux autres niveaux sont plus rares. L'excitation des niveaux (1-) à 10,8 et 11,8 MeV n'a été mentionnée que par PETERSEN {80} et SATCHLER {89}. Les niveaux dans la région de 20 MeV ont été étudiés particulièrement par JACMART {87} et TATISCHEFF {76} à 155 MeV qui a analysé simultanément les sections efficaces et les polarisations dans le cadre de la D.W.I.A.

Récemment, HINTERBERGER et al {81} ont étudié la diffusion inélastique de deutons de 52 MeV sur de nombreux noyaux, dont le  $^{12}\text{C}$ , en s'attachant aux premiers niveaux collectifs qui sont bien excités par ce processus.

#### c) - Résultats et discussion :

Nous avons déterminé les sections efficaces différentielles des deutons inélastiques correspondant à l'excitation des niveaux ou groupes de niveaux suivants : 4,43 MeV ( $2^+$ ,  $T=0$ ); 7,66 MeV ( $0^+$ ,  $T=0$ ); 9,64 MeV ( $3^-$ ,  $T=0$ ); 10,84 MeV ( $1^-$ ,  $T=0$ ); 11,83 MeV ( $1^-$  (?),  $T=0$ ); 12,73 MeV ( $1^+$ ,  $T=0$ ); groupes à 18,2 MeV, 20,3 MeV et 21,6 MeV. Figures {37} et {38}.

Les pics inélastiques apparaissent, sur les spectres bruts de deutons identifiés, sur un fond continu. Le fond associé au détecteur (cf. deuxième partie), dû essentiellement aux réactions dans le cristal, se matérialise par une traînée en dessous du pic élastique et, pour une faible part, du 4,43 MeV, compte tenu des fonctions de séparation choisies, ce fond s'étend approximativement sur les spectres en énergie jusqu'au canal 700, ce qui correspond, selon les angles, avec la variation cinématique, à 14 à 16 MeV d'énergie d'excitation. Le fond dû aux réactions à plusieurs corps est particulièrement important aux grandes énergies d'excitation ( $> 18$  MeV) et a rendu difficile, avec les faibles statistiques disponibles, l'extraction des pics dans cette région.

D'autre part, la cible de carbone utilisée contenant de l'hydrogène en quantité non négligeable, le pic de diffusion élastique sur H, qui se déplace rapidement avec la cinématique, a introduit des déformations dans les spectres entre  $11^\circ$  et  $21^\circ$ .

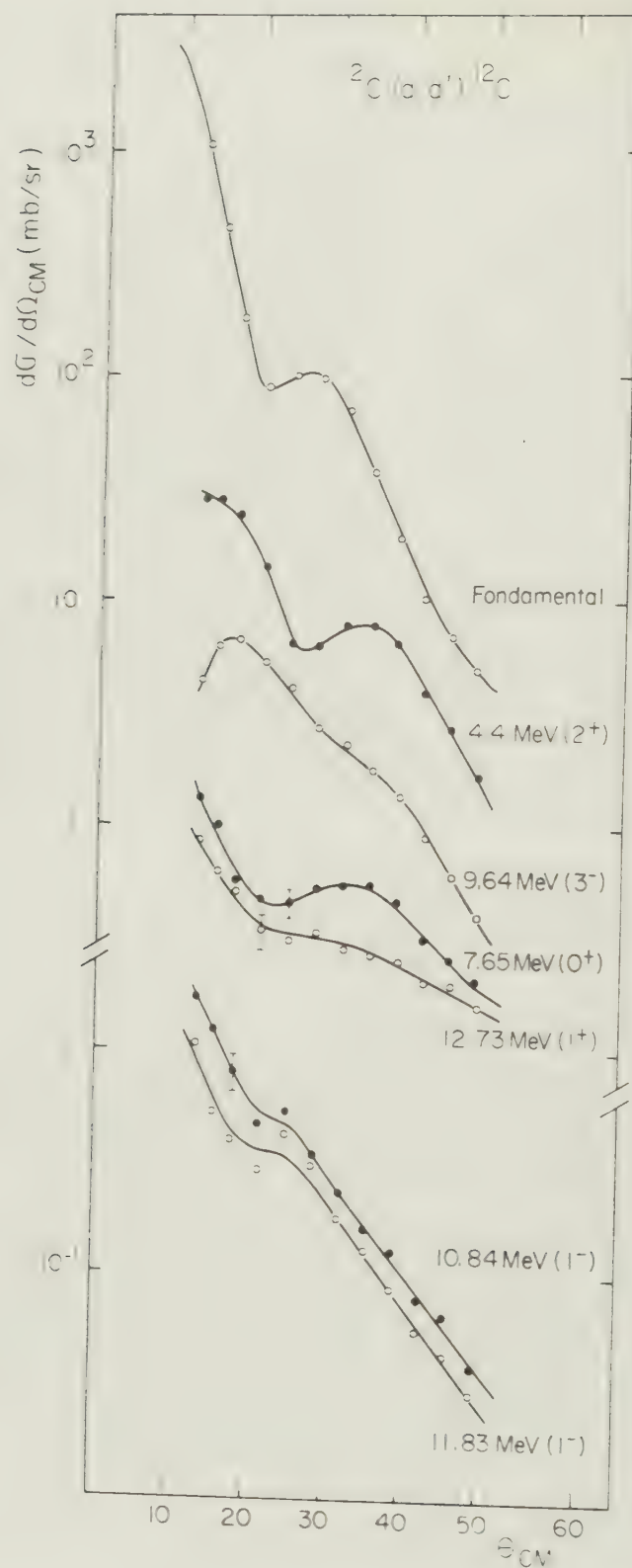


Figure 37 - Distribution angulaire  $^{12}\text{C}(d,d')^{12}\text{C}$

### Niveaux de basse énergie :

Les niveaux à 4,43 MeV ( $2^+$ ) et 7,66 MeV ( $0^+$ ) présentent, dans le domaine angulaire considéré, une nette structure oscillatoire; la position des oscillations est en bon accord avec celle observée à 52 MeV, compte tenu du transfert de moment, mais les sections efficaces sont plus rapidement décroissantes.

Pour le niveau à 9,64 MeV ( $3^-$ ), le caractère oscillatoire est peu marqué et moins net à 80 MeV qu'à 52 MeV, tout en conservant approximativement la position relative des oscillations.

Remarquons que la règle du phase de BLAIR, si tant est qu'elle puisse s'appliquer au  $^{12}\text{C}$  est approximativement respectée pour la distribution angulaire élastique et celle du  $2^+$ , alors qu'elle ne semble pas s'appliquer au niveau  $3^-$ .

Classiquement, les distributions angulaires des niveaux  $2^+$  et  $3^-$  sont analysés en modèle collectif comme des transitions à un phonon et sont bien rendues par les calculs de D.W.B.A., entre autres à 52 MeV.

HINTERBERGER et al. ont calculé, en modèle en couche, les distributions angulaires de ces niveaux avec les fonctions d'onde de GILLET et VINH MAU [82] dans l'approximation I. La nature collective de ces niveaux apparaît bien dans le fait que les contributions à l'amplitude de transition des différentes configurations particule-trou s'ajoutent de façon constructive si on utilise les phases correctes. Cette description donne un bon accord pour le niveau  $2^+$  et acceptable pour le  $3^-$  à 52 MeV. Si on peut penser que ceci reste probablement valable à 80 MeV pour le  $2^+$ , la distribution que nous observons pour le  $3^-$ , qui diffère sensiblement, et qui est plus proche de celle obtenue en (pp') à 46 MeV par PETERSEN, pourrait indiquer que l'approximation II, incluant des corrélations avec le fondamental, serait plus appropriée à la description de ce niveau, en accord avec le type de fonction d'onde utilisée à 46 MeV (pp').

Il a été proposé, dans le cadre du modèle collectif, de décrire le niveau à 7,66 MeV ( $0^+$ ,  $T=0$ ) par une excitation à deux phonons. On s'attend à ce que les distributions angulaires correspondant aux excitations à deux phonons aient une phase opposée à celle du premier niveau  $2^+$ . On constate que les corrélations de phase expérimentales ne sont pas, dans notre cas, conformes à ce schéma.

### Niveaux de moyenne énergie :

Les niveaux d'énergie d'excitation supérieure à 9 MeV n'ont pas été vus, à ce jour, en diffusion (dd'), compte tenu des limitations en énergie des expériences rapportées. Un certain nombre d'entre eux ont été observés, par contre, en diffusion (pp'), à 46 MeV jusqu'à 16,1 MeV et à 155 MeV jusqu'à 22 MeV.

Le niveau à 10,1 MeV ( $0^+ ?$ ), qui est considéré comme un niveau large et dont l'existence est parfois controversée, apparaît sur le bord du 9,64 MeV, mais est trop peu excité pour pouvoir être correctement résolu vu sa largeur imprécise et les faibles statistiques.

Les niveaux de 10,8 MeV ( $1^-$ ) et 11,8 MeV ( $1^- (?)$ ) ont été rarement vus. Leurs distributions angulaires sont très semblables, avec une structure oscillatoire plus serrée que celle des autres niveaux, le 11,8 MeV ayant une section efficace légèrement inférieure. Cette similitude suggère que le niveau de 11,8 MeV a le même spin que le 10,8 MeV, c'est à dire ( $1^-$ ), ce qui confirmerait les résultats de PETERSEN et SATCHLER, mais serait en opposition avec l'attribution ( $2^-$ ) avancée par ailleurs.

Le niveau à 12,73 MeV est un état ( $1^+$ ,  $T=0$ ) de parité non naturelle. La section efficace différentielle relativement faible décroît assez régulièrement d'un peu moins d'un ordre de grandeur dans le domaine angulaire considéré.

L'excitation d'un niveau de parité non naturelle ne fait intervenir au premier ordre que la partie de l'interaction dépendant du spin (spin-flip d'un nucléon-cible). Ceci peut expliquer la faible amplitude de la matrice de transition. A 52 MeV, HINTERBERGER signale qu'il n'observe pas l'excitation de ce niveau ( $1^+$ ), ce qu'il justifie en remarquant que les contributions du spin-flip sont de

faible importance.

Le niveau à 14,1 MeV, qui a été interprété parfois comme un  $(4^+)$  rotationnel, n'apparaît nettement qu'aux angles arrière à partir de  $30^\circ$  et particulièrement à  $39^\circ$ . JOHANSON [90] a rapporté la distribution angulaire de ce niveau à 185 MeV protons et proposé un processus de double excitation via l'état  $2^+$  à 4,4 MeV du  $^{12}\text{C}$ .

Le groupe des niveaux  $T=1$  à 15,11 MeV ( $1^+$ ); 16,11 MeV ( $2^+$ ); 16,57 MeV ( $2^-$ ) et 17,23 MeV ( $1^-$ ) n'est pas ou peu excité. De plus, l'analyse détaillée de cette région d'énergie d'excitation a été impossible car elle correspond à la zone de décroissance du fond associé aux deutons élastiques dont la variation n'a pas été étudiée en détail. On peut seulement constater que la section efficace du 15,11 MeV ( $T=1$ ) est très faible ( $< 10\%$ ) devant celle du niveau  $T=0$  à 12,7 MeV ( $1^+$ ) faisant intervenir la même configuration.

#### Groupes de niveaux de grande énergie :

Nous avons séparé trois groupes de niveaux larges à 18,2 MeV; 20,3 MeV et 21,6 MeV qui sont relativement bien séparés sur le fond à 3 corps.

Le niveau à 18,2 MeV a été décomposé avec une largeur de 1,2 MeV sans qu'il soit possible d'y séparer des contributions distinctes. Ce niveau a été vu en  $(pp')$  par plusieurs auteurs qui lui ont attribué des caractéristiques

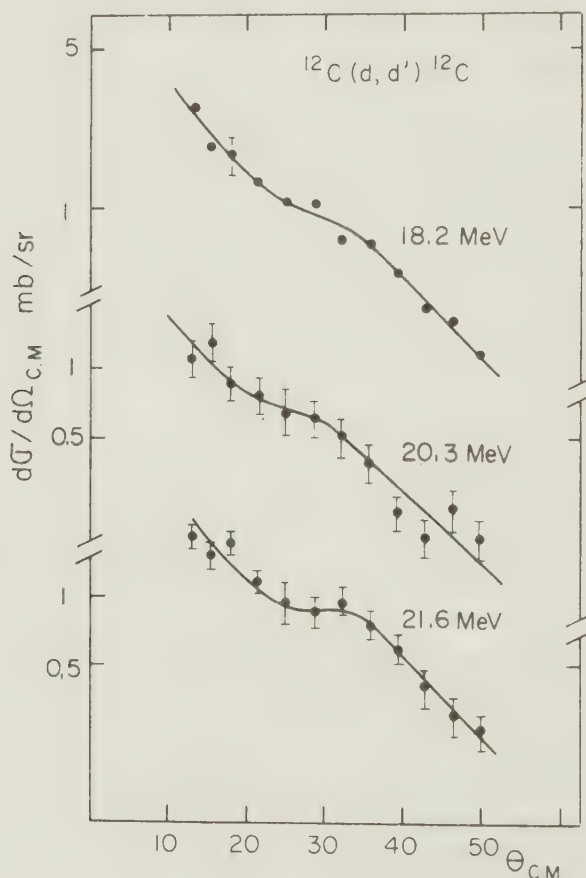


Figure 38 - Distribution angulaire des niveaux de grande énergie d'excitation  $^{12}\text{C}(d,d')^{12}\text{C}$

en fonction des prévisions, soit de N. VINH MAU {91} {82}, soit de SANDERSON {93}. A 155 MeV, TATISCHEFF remarque que le niveau expérimental le plus voisin à 18,37 MeV ( $2^+$ ) devrait avoir un isospin  $T=1$  pour expliquer les valeurs de polarisation mais que, d'autre part, les calculs de schémas de niveaux en modèle trou-particule de N. VINH MAU prévient un niveau  $2^-$ ,  $T=0$  à 20,6 MeV qui serait compatible. Ce niveau a été observé aussi à 185 MeV par HASSELGREN {88} qui rapporte une section efficace de l'ordre du mb/ster. continuellement décroissante et propose de considérer ce niveau expérimental comme une somme des états ( $2^-$ ,  $T=1$ , 18,2 MeV) et ( $1^-$ ,  $T=1$ , 18,7 MeV), calculés par SANDERSON. A 48 MeV, WILLMES {92} a observé aussi ce groupe sans indication de spin ni d'isospin et à 145 MeV, EMMERSON {86} donne la section efficace différentielle d'un niveau de largeur 2,25 MeV sans préciser sa nature.

Les sections efficaces que nous avons obtenues pour ce niveau décroissent de façon monotone d'un ordre de grandeur de 3 à 0,2 mb/ster. dans le domaine angulaire  $13^\circ$ - $52^\circ$  C.M. Cette excitation notable suppose une assignation  $T=0$  prédominante.

Le niveau prévu à 19,3 MeV par le schéma de niveaux n'est pas ou peu excité dans nos expériences; à cette énergie, il correspond un creux dans les spectres expérimentaux. Ce niveau a, par contre, été vu en diffusion ( $pp'$ ), en particulier à 185 MeV {88}, avec une section efficace 2 à 3 fois supérieure à celle du 18,2 MeV et à 155 MeV par JACMART {94}. Ce niveau a été considéré, d'après les calculs de SANDERSON {93} et de N. VINH MAU {91}, comme un ( $2^-$ ,  $T=1$ ). Nos résultats confirment l'attribution  $T=1$ .

Un niveau à 20,3 MeV apparaît au pied du pic correspondant au groupe 21-22 MeV; la largeur imprécise de ce dernier rend difficile l'extraction du pic à 20,3 MeV que nous avons décomposée avec une largeur arbitraire de 1,4 MeV et dont nous avons tracé la distribution angulaire à titre indicatif. L'existence de ce niveau est encore controversée {83}; il a été vu en ( $pp'$ ) à 96 MeV {84} avec une largeur variable suivant les angles et à 185 MeV à  $20,4 \pm 0,4$  MeV où sa section efficace est inférieure à 0,5 mb/ster. Ce niveau pourrait correspondre à la prévision d'un état ( $3^-$ ,  $T=0$ ) vers 20,3 MeV du calcul de N. VINH MAU et confirmerait l'hypothèse de TATISCHEFF qui indique, à partir des mesures de polarisation à 155 MeV, la présence vers 21 MeV d'un niveau  $T=0$  de parité naturelle.

Un niveau large a été extrait à 21,6 MeV (largeur 1,4 MeV) dont la section efficace est voisine de celle du 18,2 MeV. Un tel niveau n'a été vu qu'à 185 MeV ( $p, p'$ ) avec une section efficace variant entre 1 et 0,2 mb/ster. entre  $10^\circ$  et  $30^\circ$  C.M. de façon monotone, sans assignation de spin ni d'isospin. Les autres expériences n'en font pas mention. Les calculs en particule-trou de N. VINH MAU ne prévoient pas d'autres niveaux  $T=0$  que ceux déjà mentionnés. SANDERSON a introduit pour expliquer le groupe de 22 MeV un mélange de niveaux  $T=1$  ( $1^-$  à 22,3 MeV;  $2^-$  à 22,9 MeV;  $1^-$  à 23,9 MeV), plus une contribution ( $T=0, 2^-$ ) d'énergie non précisée, mais qu'on ne saurait faire correspondre, a priori, au groupe  $T=0$  que nous mettons en évidence.

Les niveaux de la résonance géante vers 22,5 - 23 MeV ( $1^-$ ,  $T=1$ ) ne sont pas excités, comme prévu, en diffusion ( $dd'$ ).

## 2 - REACTION $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ ET CASSURE DU DEUTON

Les spectres de protons observés aux différents angles comportent, d'une part, un certain nombre de pics discrets que l'on peut attribuer à la réaction  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ , d'autre part un fond très important aux grandes énergies d'excitation, correspondant à la cassure du deuton ( $d, pn$ ).

A l'exception de quelques expériences anciennes, les réactions de stripping de deutons n'ont pratiquement pas été étudiées à moyenne énergie, les résultats connus se rapportant essentiellement à des énergies inférieures à une vingtaine de MeV. Dans ce domaine, les distributions angulaires expérimentales vers l'avant se sont révélées, en général, très caractéristiques du moment angulaire orbital  $\ell$  transféré par la particule capturée {97}. De très nombreuses déterminations des valeurs de  $\ell$  et du changement de parité qui en découle pour les états des noyaux initiaux et finaux, ont pu ainsi être réalisées par comparaison avec les prédictions de l'approximation de Born en ondes planes dévelop-

pées par BUTLER {96}. Plus récemment, une dépendance de la distribution angulaire avec le moment angulaire total  $j$  transféré a pu être observée dans un certain nombre de cas {99} {100}. Elle se manifeste essentiellement à partir des angles moyens, région dans laquelle il devient, par ailleurs, plus difficile de rendre compte des distributions angulaires même en introduisant des ondes déformées dans les voies d'entrée et de sortie.

D'une manière plus générale, au niveau de la comparaison détaillée, il s'est avéré impossible, dans le cadre de la D.W.B.A., de rendre compte correctement des résultats, notamment de la dépendance en  $j$ , excepté pour certaines réactions pour lesquelles  $\ell=0$  {98}. C'est le cas, notamment, de la réaction  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  qui est l'une des réactions de stripping qui a été la plus étudiée. Ce désaccord a été interprété à basse énergie ( $< 8$  MeV) par des effets de noyaux composés, que la D.W.B.A. qui ne représente que l'amplitude directe de stripping ne peut traduire.

Pour des énergies supérieures, pour lesquelles le caractère direct de la réaction est manifeste, d'autres explications ont été recherchées.

La D.W.B.A. représente la structure lâche du deuton comme non modifiée par l'approche du noyau-cible, ce dernier ayant de surcroît, dans le cas du  $^{12}\text{C}$ , une dimension similaire à celle du projectile. Un modèle approché à trois corps, le W.B.P. ("weakly bound projectile") a été récemment proposé par PEARSON et COZ {101} pour traduire la forme et l'amplitude ainsi que la dépendance en  $j$  des sections efficaces différentielles, en évitant les difficultés inhérentes à la D.W.B.A.

PEARSON et WILCOTT {102} ont appliqué ce modèle à la réaction  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  et ont fait des calculs pour le fondamental ( $j=1/2$ ,  $\ell=1$ ) et les niveaux à 3,09 MeV ( $j = 1/2$ ,  $\ell=0$ ) et 3,68 MeV ( $j=3/2$ ,  $\ell=1$ ). Leurs résultats théoriques, entre 7 et 26 MeV pour le fondamental, et 10 et 15 MeV pour le 3,09 MeV, rendent mieux compte des données expérimentales que les calculs classiques de D.W.B.A. Il était intéressant de poursuivre l'étude de cette réaction à des énergies supérieures.

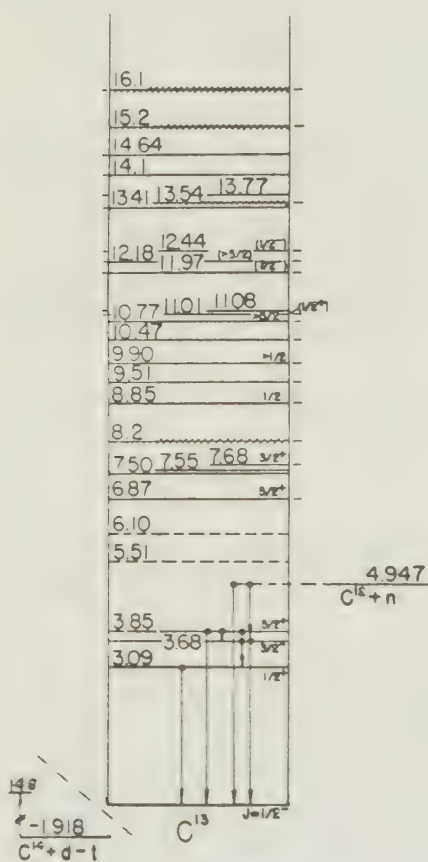


Figure 39 - Schéma de niveau du  $^{13}\text{C}$  d'après {95}.

#### a) - Réaction de stripping $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$

Le schéma de niveau du  $^{13}\text{C}$  est représenté sur la figure {39}, d'après AJZENBERG-SELOVE {95}. Nous avons déterminé les sections efficaces différentielles de stripping (dp) correspondant à l'excitation des niveaux ou groupes de niveaux suivants : fondamental ( $1/2^-$ ) ; 3,09 MeV ( $1/2^+$ ) ; 3,85 MeV ( $5/2^+$ ) (+3,68 MeV) ; 6,87 MeV ( $5/2^+$ ) ; groupe 7,50-7,55 MeV et 7,68 MeV ( $3/2^+$ ) ; 8,33 MeV ; 9,51 MeV, 10,80 MeV et 11,02 MeV ( $1/2^+$ ) ; 11,97 MeV ( $7/2^-$ ) . Figure {40}.

Les sections efficaces de ces différents niveaux sont sensiblement du même ordre de grandeur, excepté celle du 3,85 MeV qui est notablement plus élevée. Par contre, au delà de 12 MeV, il n'apparaît aucun niveau excité sur les spectres en énergie, qui soit résolu à un ou plusieurs angles. D'autre part, l'ensemble des distributions angulaires, exception faite de celle correspondant à la transition  $\ell=0$  (niveau  $1/2^+$  à 3,09 MeV), présente un comportement semblable : décroissance quasi-monotone d'un peu plus d'un ordre de grandeur entre  $10^\circ$  et  $50^\circ$  C.M. Cette forme peu structurée est du même type que celle rapportée en réaction (p,d) sur les noyaux de la couche 1p, par LI et MARK à 100 MeV {103} (fondamental et premiers niveaux excités du  $^{12}\text{C}$ ) et par BACHELIER et al à 150 MeV {104}.

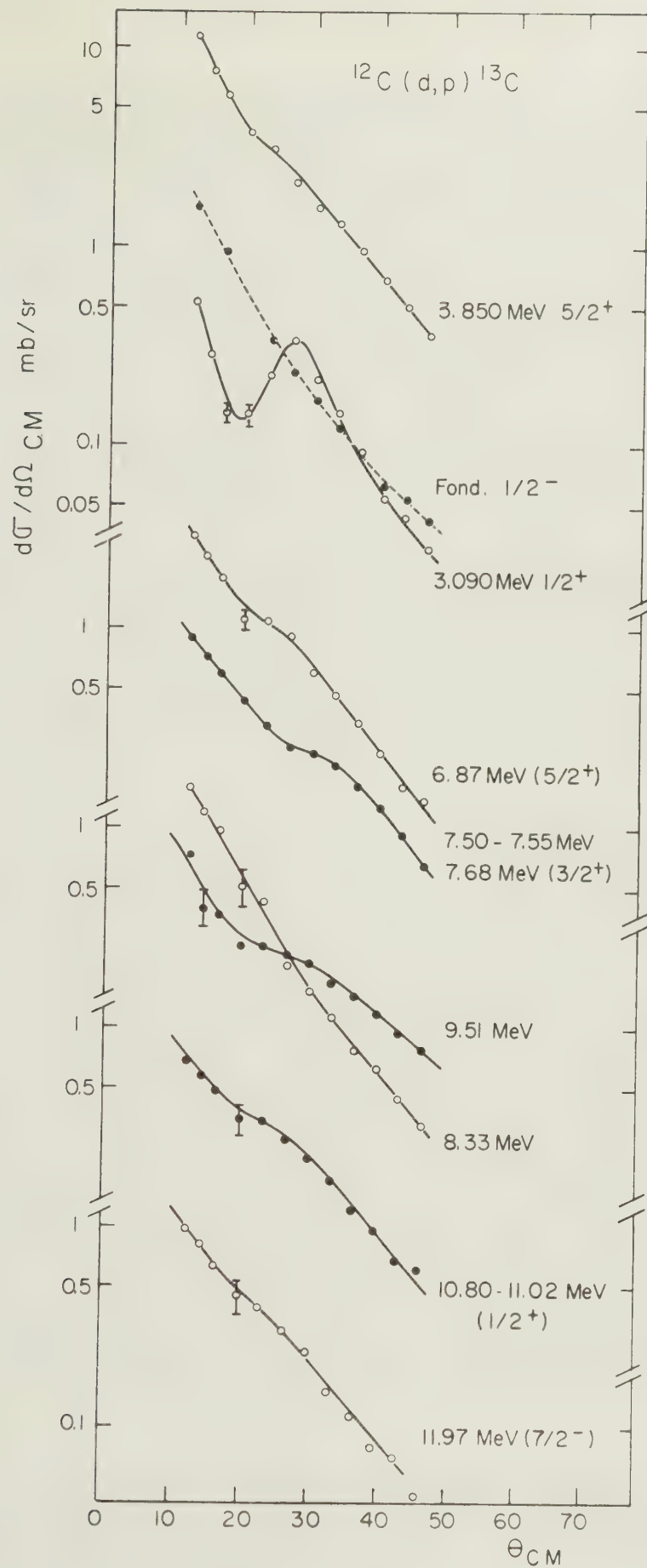


Figure 40 - Distribution angulaire  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$

Inversement, les sections efficaces en réaction (d,p) vers 12 MeV sur les noyaux de la couche 1p sont très nettement structurés, par exemple SCHIFFER {105}. Entre les deux, se situeraient les distributions angulaires moyennement oscillantes, obtenues en (d,p) à 26 MeV pour le fondamental du  $^{13}\text{C}$  par DANTZIG et KOERTS {106}, {107}, par CHANT et al. en (p,d) sur le  $^{12}\text{C}$  à 30 MeV {108}.

Du fait de ces différences peu marquées dans la forme des distributions angulaires, la dépendance en  $\ell$  et  $j$  n'apparaît pas en première analyse suffisamment accentuée pour en extraire des informations totalement significatives, excepté pour les transitions  $\ell=0$  bien caractérisées.

Le fondamental ( $1/2^-$ ) correspond à une transition  $\ell=1, j=1/2$ . La section efficace est continuellement décroissante dans le domaine angulaire considéré.

La distribution angulaire du niveau à 3,09 MeV ( $1/2^+$ ), qui correspond à un transfert  $\ell=0$ , est nettement structurée, avec un maximum vers  $27^\circ$ . Elle se compare bien à celle obtenue par DANTZIG et KOERTS à 26 MeV {106}, qui obtiennent un bon accord entre leurs résultats expérimentaux et un calcul en théorie de BUTLER.

Expérimentalement, le groupe correspondant aux niveaux 3,68 MeV - 3,85 MeV apparaît à tous les angles comme un pic nettement plus important que les autres; sa décomposition donne la contribution respective des deux niveaux. Celle du 3,85 MeV est largement prédominante; pour le 3,68 MeV, on constate qu'elle est plus importante aux angles avant et qu'elle décroît nettement aux angles arrière où elle est inférieure à 15%. La distribution angulaire globale de la figure {40} correspond donc essentiellement au niveau à 3,85 MeV, plus une contribution du 3,68 MeV, celle-ci n'excédant pas 20%. La section efficace attribuée au ( $5/2^+, \ell=2$ ), plus élevée que les autres, peut s'expliquer en partie par le rôle du facteur  $(2J+1)$ .

Le niveau à 3,68 MeV, connu comme ( $3/2^-$ ) a été bien observé à 12 MeV par SCHIFFER {105}, et correspond à une transition  $\ell=1$ . Il est trop peu excité à 80 MeV, par rapport au niveau à 3,85 MeV, pour être résolu; mais la décomposition fait apparaître une allure générale qui n'est pas en contradiction avec celle d'une transition  $\ell=1$ , à décroissance rapide analogue à celle du fondamental. Cette faible excitation du  $3/2^-$  n'est pas anormale si on considère que le noyau de  $^{12}\text{C}$  a une configuration en sous-couche complète  $p_{3/2}$  et qu'en couplage J-J pur, la contribution de cette configuration serait nulle.

Pour les trois niveaux liés précédents (fondamental 3,09 MeV et 3,85 MeV), nous avons fait des tentatives préliminaires d'interprétation dans le cadre de la D.W.B.A. à l'aide du programme DWUCK \*, version du programme JULIE de BASSEL, DRISKO et SATCHLER {109}. Nous nous sommes placés dans l'approximation de portée nulle, et bien que toutes les possibilités n'aient pas été utilisées pour la recherche d'accords optimum, il apparaît une instabilité des distributions angulaires obtenues en fonction des paramètres choisis, principalement pour le potentiel optique deutons dans la voie d'entrée et pour l'énergie de liaison du neutron transféré dans le puits de potentiel du noyau. Pour la transition  $\ell=0$ , la forme est bien rendue, avec une bonne position du maximum au détriment de l'ordre de grandeur des sections efficaces conduisant à des facteurs spectroscopiques anormalement élevés. Elle est correctement approchée pour le fondamental ( $\ell=1$ ), mais très nettement différente pour la transition  $\ell=2$ . De plus, les jeux de paramètres les plus satisfaisants pour les trois transferts ne sont pas cohérents entre eux. On retrouve ici les difficultés d'interprétation des réactions (d,p) par la D.W.B.A. déjà signalée par d'autres.

Le niveau à 6,87 MeV ( $5/2^+$ ) correspond à la séparation de la configuration  $1d_{5/2}$ , le premier niveau à 3,85 MeV étant naturellement plus excité. A

---

\* Nous remercions D. ROYER, M. ARDITI et M. RIOU - I.P.N. Orsay, de nous avoir communiqué ce programme.

partir de cette énergie et jusqu'à 12 MeV, les niveaux suivants n'ont pas été vus en (d,p) à basse énergie.

Nous avons séparé un groupe à 7,55 MeV qui peut être un mélange des niveaux 7,50 MeV - 7,55 MeV et 7,68 MeV ( $3/2^+$ ). La forme de sa distribution, comparée avec les précédentes, nous fait penser que la contribution de transition  $\ell=2$  pourrait être prédominante.

Nous avons extrait un groupe large vers 8,33 MeV, dissymétrique, plus excité du côté du 7,5 MeV, dont l'amplitude diminue considérablement aux angles arrières. Il pourrait s'agir principalement de la structure large 8,2 - 8,33 MeV ( $3/2^+$  ?) citée par AJZENBERG-SELOVE {95}, qui a été identifiée avec le  $d3/2$  observé en  $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}$  et est donnée pour avoir une largeur en neutron  $\Gamma=1$  MeV, ce qui la favorise dans les réactions de stripping (dp)( $^{12}\text{C}+n$ ). La forme dissymétrique choisie n'exclut pas une contribution du niveau de 8,85 MeV, non résolu, que nous n'avons pas cherché à séparer. La distribution angulaire est plus rapidement décroissante que celle des autres niveaux et sa forme leur est difficilement comparable. On peut conclure que ce groupe doit être associé à un mélange de configurations correspondant à des transferts  $\ell \geq 1$ .

Le niveau à 9,51 MeV n'a pas d'affectation de spin ni de parité. La distribution est moins monotone et plus lentement décroissante que les autres. Le niveau à 10,80 MeV peut contenir une contribution importante de 11,02 MeV ( $1/2^+$ ). Enfin, le niveau à 11,97 MeV ( $7/2^-$ ) correspondant au début du remplissage de la couche f7/2 a une contribution très voisine des précédentes.

b) - Cassure du deuton :

Nous avons déterminé la section efficace différentielle de production de protons, à l'exclusion des pics discrets, dans le système du laboratoire

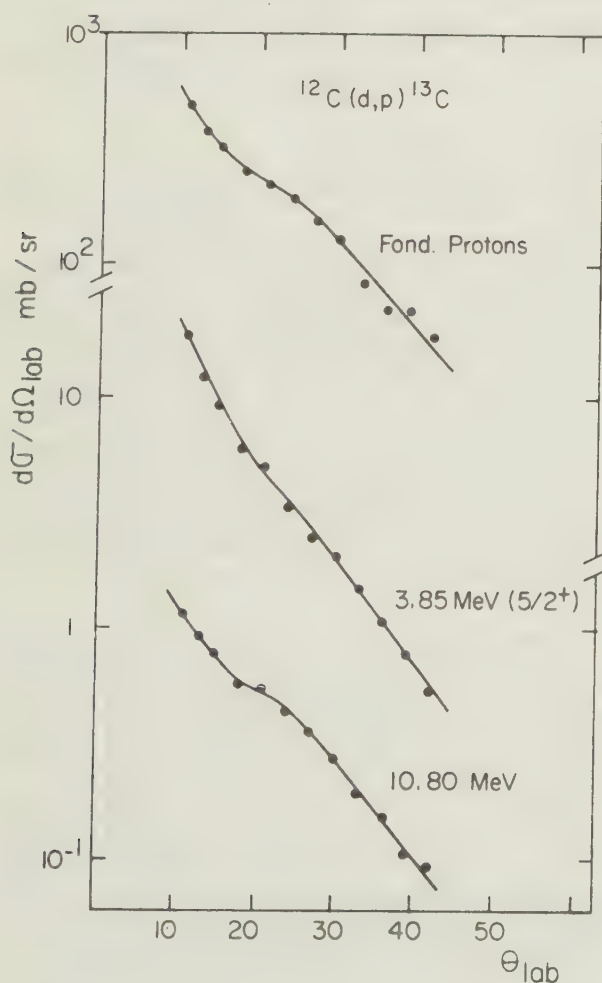


Figure 41 - Distribution angulaire du fond proton  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ .

pour la comparer aux sections efficaces de stripping ainsi qu'à la section efficace élastique (Figure {41}). Ce fond de protons est particulièrement important sur les spectres et correspond, pour une grande part, à la cassure du deuton.

Les spectres identifiés obtenus présentent un seuil en énergie à 28 MeV. La distribution en énergie observée pour les protons s'étend entre 28 MeV et 80 MeV avec un sommet aux environs de 70 MeV. Nous avons supposé arbitrairement que la forme de cette distribution restait symétrique en dessous de 28 MeV par rapport à son sommet et intégré les événements entre 28 MeV et -2 MeV d'excitation correspondant à la séparation p-n, puis extrapolé de cette façon vers les basses énergies.

La section efficace de ce processus est de deux ordres de grandeur supérieure à celle des niveaux excités par stripping; elle est décroissante de façon quasi-monotone entre 10 et 40° labo.

L'ordre de grandeur des sections efficaces, la forme de la distribution angulaire ainsi que celle de la distribution en énergie (position du sommet et largeur à mi-hauteur) correspondent bien à ce qu'on peut attendre des phénomènes de break-up simple, dans lequel le proton conserve sa quantité de mouvement initiale. L'atténuation de la décroissance de la section efficace aux grands angles peut s'expliquer par des phénomènes du type réaction (d,xp) et par les contributions des réactions à 3 ou plusieurs corps, qui augmentent vers l'arrière.

L'importance de la voie de break-up par rapport au stripping et même par rapport à la voie élastique, montre que ce type de réaction peut-être à ces énergies très largement favorisé et l'emporter sur l'excitation du  $^{12}\text{C}$ .

Si on examine alors le caractère peu structuré et non oscillatoire des distributions angulaires (d,p), on remarque de surcroît une grande analogie avec celle de la réaction (d,pn). Ceci confirme l'impossibilité de négliger le rôle de la structure lâche du deuton pour rendre compte du stripping vers les états liés ou quasi-liés. On est ainsi conduit à penser que seul un modèle tenant compte du couplage faible du projectile est capable de rendre compte des phénomènes observés, en accord avec les propositions de PEARSON et COZ {101}.

### 3 - REACTION $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$

La réaction  $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$  de pick-up d'un neutron du noyau pair-pair de  $^{12}\text{C}$  a été relativement peu étudiée, sans doute parce que la valeur de  $Q$  pour cette réaction est élevée et négative et nécessite une énergie incidente importante. La figure {42} représente le schéma de niveaux du  $^{11}\text{C}$  d'après AJZENBERG-SELOVE {83}.

Les spectres de tritons que nous avons obtenus font apparaître les niveaux excités du  $^{11}\text{C}$  jusqu'à 8 MeV d'énergie d'excitation, à savoir, en plus du fondamental ( $3/2^-$ ), les niveaux ou groupes de niveaux à 1,99 MeV ( $1/2^-$ ); 4,30 MeV ( $5/2^-$ ) et 4,79 MeV ( $3/2^-$ ); 6,3 MeV ( $1/2^+$ ) et 6,48 MeV ( $7/2^-$ ); 8,11 MeV et 8,43 MeV. Les distributions angulaires sont représentées sur la figure {43}.

Les deux états ( $5/2^-$ ) et ( $3/2^-$ ) de 4 MeV ne sont pas séparés expérimentalement, mais apparaissent comme un pic large auquel les deux niveaux contribuent de façon assez semblable. Nous avons décomposé le pic pour en extraire les deux distributions angulaires. Le pic correspondant avec deux niveaux de 6 MeV n'est, par contre, pas décomposable et nous en avons tracé la distribution globale. La contribution principale est celle du 6,48 MeV ( $7/2^-$ ) avec un certain mélange (<20%) de 6,34 MeV ( $1/2^+$ ). Les niveaux de parité positive à 6,91 MeV ( $5/2^+$ ) et 7,51 MeV ( $3/2^+$ ) ne sont pas suffisamment excités pour être résolus sur les spectres et n'apparaissent à aucun angle; par

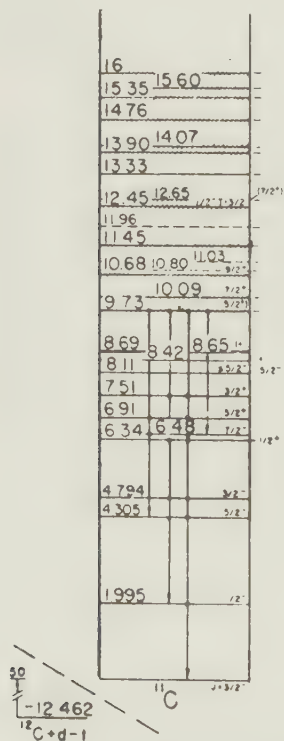


Figure 42 - Schéma de niveau du  $^{11}\text{C}$  d'après (83).

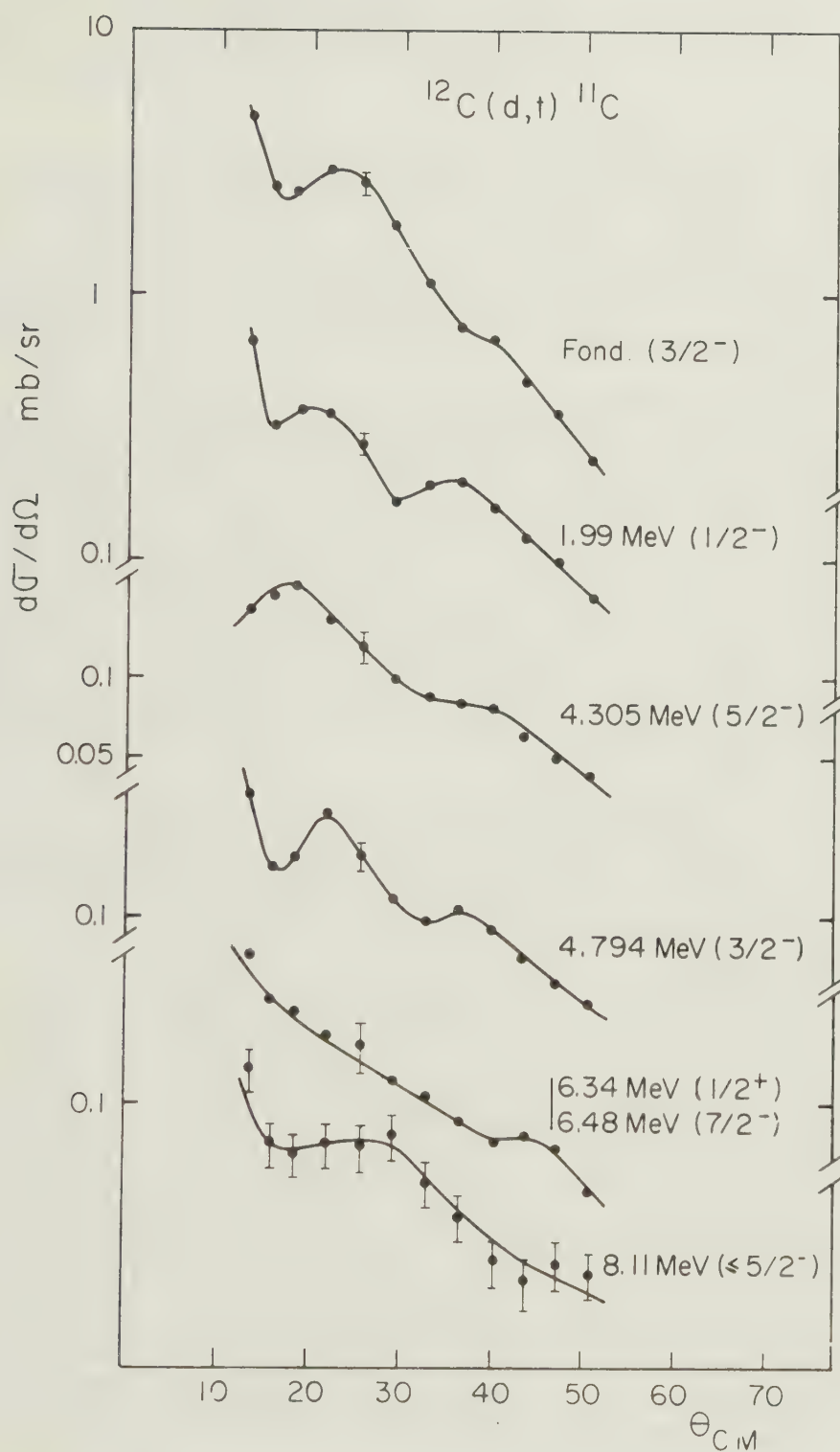


Figure 43 - Distribution angulaire  
 $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$

comparaison au groupe de niveaux de 6 MeV, on peut attribuer à leur section efficace différentielle une valeur inférieure à une dizaine de  $\mu$  barns. Les deux niveaux de parité négative et de spin  $\leq 5/2$  à 8,11 MeV et 8,43 MeV forment un groupe mal résolu, difficilement extrait du fond et très peu excité. Nous avons tracé sa distribution angulaire à titre indicatif; compte-tenu de l'importance des barres d'erreur, on ne saurait cependant la comparer davantage à la distribution  $(5/2^-)$  qu'à celle  $(3/2^-)$  précédente.

D'une manière générale, les distributions angulaires, pour ces premiers niveaux excités, présentent un caractère oscillatoire relativement marqué et varient avec la valeur du moment angulaire du neutron capturé.

On peut comparer nos résultats à ceux obtenus par CHABRE et al {110} qui ont étudié la réaction  $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$  à 50 MeV. Qualitativement, on observe une bonne correspondance entre les distributions angulaires avec deux énergies si on tient compte du moment transféré et que, comparées entre elles, les valeurs relatives des sections efficaces des différents niveaux sont assez semblables.

En particulier, CHABRE rapporte pour le 6,34 MeV  $(1/2^+)$  des valeurs des sections efficaces de l'ordre de dix fois inférieures à celles du 6,48 MeV  $(7/2^-)$ ; on remarque que la distribution angulaire globale que nous obtenons pour ce groupe est semblable, par sa forme et son ordre de grandeur relatif à celle du  $(7/2^-)$  à 50 MeV, ce qui confirme la contribution prépondérante de ce dernier à 80 MeV. Les deux niveaux de 6,9 MeV et 7,5 MeV ont, à 50 MeV, des sections efficaces 4 à 5 fois inférieures à celles des niveaux de 4 MeV, ce qui explique, par analogie, qu'ils ne soient pas résolus dans nos expériences compte tenu de la faible statistique. Notons aussi que la forme de la distribution du groupe 8,11 MeV - 8,43 MeV est très semblable à celle du 8,43 MeV à 50 MeV.

Les états excités  $(5/2^-)$  et  $(7/2^-)$  sont produits, tant à 50 MeV qu'à 80 MeV, avec des intensités comparables aux premiers états excités  $(1/2^-)$  et  $(3/2^-)$ . Si on s'attend, dans le  $^{12}\text{C}$ , à ce que la réaction de pick-up favorise les états  $p_{3/2}$  et  $p_{1/2}$ , on constate aussi une excitation notable des autres états correspondants aux configurations  $(5/2^-)$  et  $(7/2^-)$ .

CHABRE et al. rapportent des calculs de D.W.B.A., donnant des résultats satisfaisants et indiquant des pick-up  $\ell=1$  pour le fondamental et les états  $(1/2^-)$  et  $(3/2^-)$ . Ils n'ont, par contre, obtenu aucun accord possible  $\ell=3$  pour les états  $(5/2^-)$  et  $(7/2^-)$  et suggèrent que ces deux états doivent être produits par un processus comparativement important de double excitation, à partir d'une excitation inélastique du cœur  $^{12}\text{C}$  à son état  $2^+$ .

DUPONT et CHABRE {114} ont fait remarquer qu'à 28 et 50 MeV, les états  $(5/2^-)$  et  $(7/2^-)$  sont fortement excités, mais le sont comparativement plus à basse énergie, où le rapport  $\sigma(7/2^-)/\sigma(\text{fond.})$  est environ trois fois supérieur. Ceci semble lié à la dépendance similaire en énergie du rapport  $\sigma(2^+)/\sigma(\text{élast.})$  pour la diffusion de deutons sur le  $^{12}\text{C}$  aux mêmes énergies et apparaît comme une indication qualitative que le nucléon est extrait de l'état  $2^+$  du  $^{12}\text{C}$ . Sur la base de ce processus de double excitation et à l'aide d'un calcul en équations couplées, ils ont obtenus de bons ordres de grandeur pour les sections efficaces du  $(7/2^-)$  aux deux énergies avec le même facteur spectroscopique. A partir de nos résultats, la comparaison  $\sigma(7/2^-)/\sigma(\text{fond.})$  en  $(d,t)$  et  $\sigma(2^+)/\sigma(\text{élast.})$  en diffusion, à 50 et 80 MeV, montre que les deux rapports varient exactement dans la même proportion et diminuent lorsque l'énergie augmente. Ceci confirmerait l'analyse de CHABRE. Cependant, il faut noter que les sections efficaces relatives des niveaux  $(5/2^-)$  et  $(7/2^-)$  par rapport aux autres niveaux du  $^{11}\text{C}$  ne varient pas appréciablement de 50 à 80 MeV, en particulier le rapport  $\sigma(7/2^-)/\sigma(1/2^-)$  est le même dans les deux cas, alors que les processus de pick-up simple devraient être d'autant plus favorisés que l'énergie est élevée. En tout état de cause, l'explication du mécanisme conduisant à l'excitation des niveaux  $(5/2^-)$  et  $(7/2^-)$  devra rendre compte de ce fait.

#### Comparaison $(d,t)$ - $(d,^3\text{He})$ :

La comparaison des réactions miroirs du type  $(d,t)$  et  $(d,^3\text{He})$  peut fournir des informations sur la symétrie et l'indépendance de charge des forces nucléaires dans le noyau et sur les densités relatives de protons et de neutrons en surface.

La détection simultanée et l'analyse des  $^3\text{He}$  et des tritons par les techniques d'identification au cours d'une même expérience est sans doute la méthode permettant de s'affranchir au mieux des erreurs systématiques. Néanmoins, il n'est pas sans intérêt de faire cette comparaison dans les cas de résultats obtenus par deux voies différentes. Nous avons rapproché nos résultats en  $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$  de ceux obtenus par ROYER \*\* en  $^{12}\text{C}(d,^3\text{He})^{11}\text{B}$  par analyse avec un spectromètre magnétique.

Les réactions  $(d,t)$  et  $(d,^3\text{He})$  dans le cas d'un noyau pair avec  $N=Z$  sont symétriques et conduisent à des états finaux analogues. Dans ce cas, on sait [110] que si ces réactions sur un même noyau font intervenir des états de même configuration dans les noyaux finaux, le rapport des sections efficaces est, au facteur cinématique près  $k(^3\text{He})/k(t)$ , égal au rapport des éléments de matrice de transition. Si l'état initial est un état pur d'isospin  $T=0$ , ces éléments de matrice sont égaux dans l'hypothèse de l'indépendance de charge des forces nucléaires et dans le cas où la différence des effets coulombiens reste suffisamment faible. Ces effets interviennent de plusieurs façons : effet coulombien sur la particule dans la voie de sortie, différence des chaleurs de réaction  $(d,t)$  et  $(d,^3\text{He})$  d'où il en résulte que l'énergie des  $^3\text{He}$  est supérieure à celle des tritons, énergie de liaison supérieure du neutron par rapport au proton dans le noyau initial. DETRAZ [111] a fait remarquer que ces prévisions ne dépendent d'aucun choix a priori du potentiel d'interaction et des fonctions d'onde; même dans le cas d'une interaction non directe, ces conclusions sont valables tant que les deux réactions miroirs sont symétriques de charge.

Des études comparatives des réactions  $(d,t)(d,^3\text{He})$  ont été effectuées à 28,5 MeV [111] sur  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  et  $^{40}\text{Ca}$ ; à 28 MeV encore [112] sur  $^{10}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$  et  $^{40}\text{Ca}$  (limités dans ces deux cas aux états fondamentaux) et à 50 MeV [110] sur  $^{12}\text{C}$  pour le fondamental et les premiers niveaux excités. Les rapports des sections efficaces observées sont égaux à  $1(\pm 5\%)$  dans le cas du  $^{12}\text{C}$ , quasiment égaux à 1 pour le  $^{14}\text{N}$  aux petits angles augmentant jusqu'à 1,2 aux angles arrière. Une différence importante est constatée sur le  $^{40}\text{Ca}$  où le rapport est de l'ordre de 2. [113]. Cette différence a été expliquée par les effets coulombiens et par un mélange d'impureté d'isospin  $T=1$  dans l'état initial  $T=0$ .

Les distributions angulaires  $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$  et  $^{12}\text{C}(d,^3\text{He})^{11}\text{B}$  obtenues à 80 MeV sont représentées sur la figure {45}. Un schéma de niveaux montrant la correspondance des états analogues  $^{11}\text{C}-^{11}\text{B}$  est reproduits sur la figure {44} d'après [83].

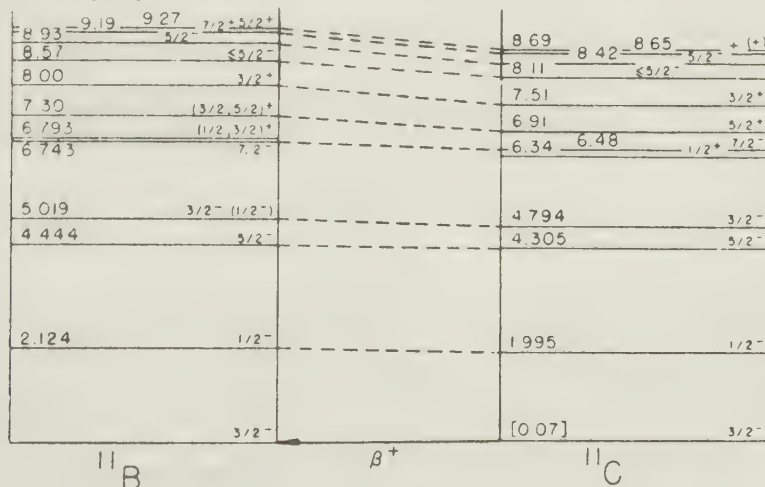


Figure 44 - Schéma de niveau comparatif  $^{11}\text{B}-^{11}\text{C}$ .

\*\* Nous remercions D. ROYER, M. ARDITI, M. RIOU, M. DOUBRE - I.P.N. Orsay de nous avoir communiqué leurs résultats.

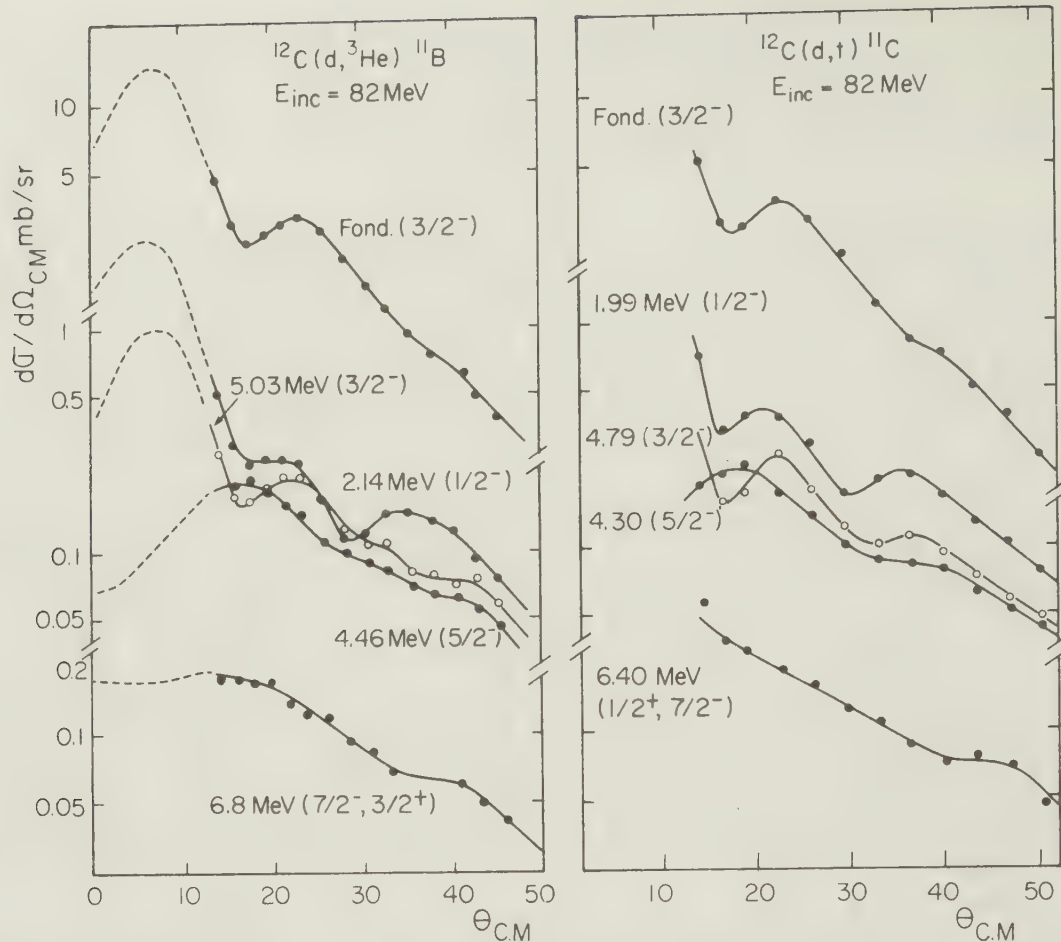


Figure 45 - Distribution angulaire des états analogues du  $^{11}\text{C}$  et du  $^{11}\text{B}$  (résultats de ROYER, ARDITI, DOUBRE et RIOU).

Pour les transitions miroirs au fondamental dans le domaine angulaire  $10-50^\circ$  C.M., les distributions angulaires sont semblables et les sections efficaces quasi-égales dans la limite de quelques %. Théoriquement, l'angle de diffusion dans le centre de masse n'est pas un bon paramètre pour la comparaison des deux sections efficaces, le moment transféré étant légèrement différent pour les deux types de réaction, par suite de la différence de 2 MeV des valeurs de  $Q$ . Néanmoins, compte-tenu des erreurs systématiques possibles et le rapport  $k(^3\text{He})/k(t)$  étant très peu différent de 1, la comparaison ne saurait, à ce stade, être pratiquement poussée plus loin que la similitude observée, d'autant qu'échappe à l'analyse la partie du domaine angulaire située aux petits angles.

Comme le montre la figure {44}, la similitude observée pour les états fondamentaux se retrouve assez bien pour les différentes paires d'états miroirs excités jusqu'à 6 MeV. Le rapport des sections efficaces est voisin de 1 pour les deux niveaux de 4 MeV; il est légèrement différent pour les niveaux de 2 MeV et 6 MeV. Ceci confirme l'assignation des niveaux miroirs du  $^{11}\text{B}$  et du  $^{11}\text{C}$ .

## C O N C L U S I O N

Les détecteurs nucléaires du type germanium migré lithium représentaient, au début de notre travail, une technique encore nouvelle, aux perspectives intéressantes mais aux possibilités mal connues : les efficacités de détection gamma étaient faibles à cause des petits volumes disponibles, les résolutions avoisinaient 6 KeV à 1 MeV, la reproductibilité des performances était aléatoire. Le développement en fut parallèle dans de nombreux groupes et très rapide.

Nous avons mis au point une méthode permettant de réaliser ces détecteurs. Après les premières diodes planaires de l'ordre du  $\text{cm}^3$  de volume utile, nous avons réalisé des détecteurs, planaires toujours, jusqu'à  $10 \text{ cm}^3$ , ainsi que des diodes doubles bi-planaires. Peu après, nous avons appliqué la technique des diodes coaxiales pour obtenir de plus grands volumes utiles (jusqu'à  $50 \text{ cm}^2$ ).

Parallèlement, la résolution des diodes était grandement améliorée d'une part par un meilleur achèvement de la compensation permettant de diminuer la capacité et d'augmenter la tenue en tension, d'autre part par une étude des propriétés des états de surface permettant d'abaisser le courant de fuite.

A l'amélioration des détecteurs, nous avons lié celui de l'électronique associée en étudiant un préamplificateur de charge dont une version avec transistor à effet de champ refroidi permis d'atteindre, dès 1967, une résolution de 1 KeV à 100 KeV.

Afin de doter ces détecteurs de fenêtre mince et pour pouvoir, ultérieurement, réaliser des diodes de grande profondeur utile, nous avons commencé à développer l'implantation d'ions. Les diodes ainsi obtenues ont de très bonnes caractéristiques électriques et sont opérationnelles pour les X et les  $\gamma$ . La fenêtre a, pour l'instant, une épaisseur de  $10 \mu$ .

Les détecteurs Ge ont vu leur domaine potentiel s'accroître par l'élargissement de leur utilisation aux particules chargées de moyenne énergie pour lesquelles ils présentent de nombreux avantages par rapport au silicium.

Lorsque nous avons commencé cette étude, des rapports préliminaires mentionnaient des résolutions intéressantes en diffusion de protons, mais obtenues lors d'expériences réalisées avec des diaphragmes de très petites dimensions.

Nous avons montré, en utilisant un faisceau de deutons de 80 MeV, que :

- Certains détecteurs présentent des zones "mortes" non détectrices, réparties de façon aléatoire dans le cristal;

- Dans les zones actives de la diode, la résolution obtenue est limitée par celle du faisceau incident si on utilise un diaphragme de l'ordre du mm. Avec un faisceau diffusé sur une cible d'or et préalablement analysé par un aimant (largeur 120 KeV), nous avons obtenu une résolution de 130 KeV.

- La position du pic varie avec le point d'impact des particules sur le cristal. Lorsqu'on attaque le cristal par la face avec des particules monoénergétiques, ces déplacements sont faibles, de l'ordre de 1 % en énergie. Par contre, en cas d'entrée par le côté, entre les électrodes N et P, ces déplacements peuvent être importants sur certains cristaux et atteindre quelques % en énergie. Dans les meilleurs cas, pour des détecteurs sélectionnés, ceci constitue une limitation à l'emploi de collimateurs de grande surface.

Nous avons montré que ces variations sont essentiellement dues au piégeage préférentiel des trous et des électrons, et comparé les résultats expérimentaux aux prévisions d'un calcul de collection des charges. L'accord obtenu met en évidence le piégeage prédominant des électrons et donne une valeur des facteurs de piégeage admissibles pour la résolution recherchée.

Utilisés dans des expériences de diffusion de deutons avec un faisceau de largeur 400 KeV, ces détecteurs, avec des diaphragmes de 40 à 80 mm<sup>2</sup>, ont fourni des spectres présentant un rapport (pic/vallée) de l'ordre de 1000, et une efficacité, mesurée par le rapport (nombre de coups du pic/nombre de deutons incidents sur le détecteur) de 86% . Nous avons calculé les contributions au fond et aux pertes ; il apparaît que ce rapport est moins élevé que celui que l'on peut déduire des différentes causes de pertes, notamment de celles par réactions nucléaires dans le détecteur, calculées d'après l'extrapolation des valeurs connues de la section efficace d'interaction.

Ces détecteurs nous ont permis d'obtenir les sections efficaces de diffusion élastique de deutons de 80 MeV sur une dizaine de noyaux.

Nous avons associé à un détecteur Ge(Li) une jonction Silicium  $\Delta E/\Delta X$  pour réaliser un système d'identification de particules, les informations étant stockées en ligne par un ordinateur IBM 360 sous forme de matrice bi-dimensionnelle.

La séparation expérimentale des particules, obtenue par ce système, est très bonne mais des difficultés subsistent au niveau des empilements dans la voie linéaire et de la vitesse d'acquisition des données par le 360/50 . A l'aide de cet ensemble, nous avons étudié, sur un large domaine d'énergie d'excitation, les spectres de protons ( $E_p > 28$  MeV), deutons ( $E_D > 28$  MeV) et tritons ( $E_T > 40$  MeV) associés aux réactions induites pour les deutons de 80 MeV sur le <sup>12</sup>C et le <sup>24</sup>Mg entre 11° et 42° lab.

Nous avons extrait de ces résultats les sections efficaces différentielles de diffusion inélastique des premiers niveaux excités du <sup>12</sup>C . Les distributions angulaires montrent une structure oscillatoire assez semblable à celle obtenue à 52 MeV et comparable aux résultats (p,p') à 46 MeV . On observe l'excitation du niveau de parité non naturelle à 12,7 MeV, ainsi que celle de trois groupes de niveaux de grande énergie d'excitation à 18,2 MeV, 20,3 MeV et 21,6 MeV dont nous confirmons l'attribution T=0 par comparaison avec les résultats rapportés en (pp') à 155 MeV et 185 MeV .

Les réactions de stripping <sup>12</sup>C(d,p)<sup>13</sup>C sont caractérisées dans la région angulaire explorée par des sections efficaces différentielles décroissantes et très peu structurées. Les niveaux excités ont des distributions très peu différentes de celle du break-up du deuton que nous avons extraite du fond proton, et dont la section efficace est de près de deux ordres de grandeur supérieure. Fait exception le niveau de 3.09 MeV (1/2<sup>+</sup>,  $\ell=0$ ), qui a une distribution angulaire très structurée. La comparaison avec la cassure du deuton et des calculs préliminaires en D.W.B.A., confirment l'impossibilité de traduire les réactions de stripping sans prendre en considération la structure lâche du deuton dans un modèle du type WBP (weakly bound projectile).

Pour les réactions de pick-up <sup>12</sup>C(d,t)<sup>11</sup>C, les distributions angulaires sont clairement dépendantes de la valeur du moment angulaire transféré  $\ell$  ; elles sont semblables à celles rapportées à 50 MeV, mais moins structurées. Les distributions des premiers niveaux excités du <sup>11</sup>C comparées à celles obtenues pour les niveaux du <sup>11</sup>B par la réaction <sup>12</sup>C(d, He)<sup>11</sup>B à la même énergie montrent qu'aux états analogues correspondent bien des sections efficaces quasi-identiques, en accord avec les résultats rapportés sur le <sup>12</sup>C à 50 MeV .

L'analyse des produits de réactions nucléaires à l'aide de détecteurs germanium nous a permis d'obtenir une première série de résultats sur le <sup>12</sup>C . Compte-tenu des nouvelles possibilités que va ouvrir à Orsay, grâce à sa résolution améliorée (120 KeV), le faisceau achromatique du Synchrocyclotron, le développement de la méthode pour des expériences ayant des résolutions de l'ordre de 1 à 2°/°, suppose que soit résolu par une technique qui peut être l'implantation d'ions, le problème de la fenêtre d'entrée des jonctions germanium et celui de l'obtention de zones utiles plus profondes.

## A P P E N D I C E I

### LE SYSTEME GERMANIUM (LITHIUM)

La réalisation de diodes à structure N.I.P. est tributaire des propriétés de la solution solide Ge-Li .

La solubilité, la précipitation et la migrabilité du lithium dans le germanium ont été étudiées par de très nombreux auteurs et en particulier par l'équipe de M. COCHE. On trouvera dans (I) des références complètes.

a) - *Précipitation du lithium :*

Centre de précipitation - Lacune :

Un ion lithium interstitiel peut devenir substitutionnel (et donc inactif du point de vue de la compensation) en réagissant avec une lacune, agissant comme centre de précipitation :



MORIN et REISS ont donné les concentrations d'équilibre des termes de cette réaction. Le nombre d'ions lithium de substitution est proportionnel à la concentration en lacunes du réseau. Cette dernière dépend directement de la température et est liée, par ailleurs, à la densité de défauts du cristal.

L'oxygène comme centre de précipitation :

SWALIN et WELTZIN ont montré que l'oxygène en position de substitution constitue un centre de précipitation pour le lithium, cet effet s'ajoutant à la précipitation par les lacunes.

La réaction d'un atome d'oxygène interstitiel avec une lacune conduit à un atome de substitution jouant le rôle de centre de nucléation :

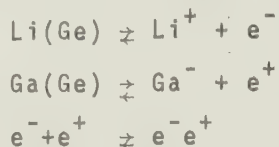


Le rôle de l'oxygène a été expérimentalement mis en évidence, mais est encore assez mal expliqué quant au mécanisme qui le rend actif dans la précipitation du lithium.

b) - Appariement du lithium :

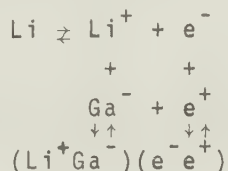
REISS et al et FULLER et al ont étudié l'effet de la présence d'impuretés et de défauts, en faisant une analogie avec les solutions aqueuses dont les lois d'équilibre sont déduites de la loi d'action de masse.

Le germanium contient des impuretés acceptrices en position de substitution, les ions  $\text{Ga}^-$ , qui sont ionisés. Le lithium donneur étant lui-même ionisé  $\text{Li}^+$ , il y a réaction possible. Les équations d'équilibre sont :



mais ces conditions d'équilibre sont perturbées par l'existence d'association entre le lithium et le gallium, interactions qui dépendent de la température.

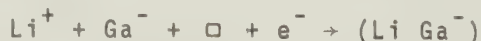
A température ambiante, les ions lithium sont interstitiels. Il apparaît une interaction électrostatique entre les ions lithium et gallium, conduisant à un phénomène d'appariement :



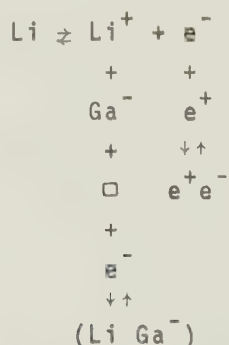
La formation d'une paire neutre (et donc immobile)  $\text{Li}^+ \text{Ga}^-$  correspond à la disparition d'un ion lithium.

A température plus élevée, les paires sont dissociées et de nouveaux types d'interaction apparaissent liés à l'accroissement du nombre de lacunes dans le réseau cristallin. Une lacune, à proximité d'un ion Ga, peut piéger une charge négative et se comporter comme un accepteur. Un ion lithium peut alors se fixer sur cette lacune et former une liaison covalente avec l'ion Ga donnant naissance à un complexe  $(\text{Li Ga}^-)$  négativement chargé.

A basse température, les lacunes redisp paraissent et les ions lithium retournent en position interstitielle. La réaction peut s'écrire :



L'ensemble de ces processus peut se schématiser par :



Les ions lithium appariés en complexes neutres ne sont pas sensibles au champ électrique; il en résulte une réduction de la mobilité et du coefficient de diffusion. Cette réduction de mobilité est très gênante pour la fabrication des diodes N.I.P., car une faible vitesse de migration limite les épaisseurs de zone compensée que l'on peut atteindre. Cependant, les matériaux dans lesquels le lithium est

partiellement appairé et, par conséquent, incapable de diffuser, conduisent à des détecteurs ayant une bonne stabilité dans le temps.

L'appariement des ions Li conduit aussi à une modification des niveaux donneurs et accepteurs et affecte la mobilité des porteurs.

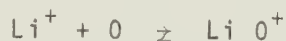
#### Influence de l'oxygène :

La présence d'oxygène peut modifier considérablement le comportement du lithium dans le semi-conducteur, suivant deux processus essentiels :

- Précipitation du lithium autour d'un atome d'oxygène substitutionnel (vu précédemment)

- Formation de complexes ( $\text{Li O}^+$ ) avec des oxygènes interstitiels dont les conséquences sont analogues à l'appariement lithium-accepteur.

PELL a démontré l'existence de complexe  $\text{Li O}^+$



et suggéré l'existence de complexe d'ordre plus élevé  $\text{Li}_m \text{O}_n^+$ .

D'après ces résultats, la réduction de mobilité, conséquence des complexes  $\text{Li O}^+$ , est plus sévère que dans le cas de l'appariement.

Notons que dans les deux cas, appariement ou complexe oxygène, la solubilité du lithium augmente : celui-ci, associé en complexe, ne peut se déplacer ni précipiter, et se trouve ainsi maintenu en solution sous forme de donneur.

#### *e) - Conclusion :*

Des caractéristiques du système Ge-Li découlent certaines conditions pour la fabrication des Ge(Li).

La résistivité ne doit pas être inférieure à 7 ohm cm environ pour pouvoir réaliser une compensation complète. En fait, on utilisera un matériau de départ de résistivité supérieure 10 ohm/cm, ce qui conduit à des effets d'appariement faible aux températures usuelles de migration.

La vitesse de migration est fortement diminuée par la présence d'oxygène - les groupements  $\text{LiO}^+$  ayant une très faible mobilité. Le maximum de la concentration en oxygène tolérable est  $10^{14}$  at/cm<sup>3</sup>. La difficulté du choix des cristaux de ce point de vue, indépendamment des précautions prises au tirage, réside dans la mesure précise de telles concentrations.

Le lithium peut précipiter et s'accumuler à la faveur des lacunes et dislocations du cristal. La densité de lacunes créées étant liée aux traitements thermiques, il est nécessaire de les réduire dans la mesure du possible.

Les associations donneurs-accepteurs, dans lesquelles les ions  $\text{Li}^+$  se fixent au voisinage d'atomes accepteurs ionisés, réduisent la mobilité du lithium mais stabilisent ainsi la structure du cristal compensé. En réduisant l'interaction coulombienne des deux types d'ions sur les porteurs, elles accroissent la mobilité de ceux-ci.

## A P P E N D I C E    II

### TECHNIQUE DE FABRICATION DES DIODES GERMANIUM-LITHIUM

La technique que nous avons mise au point, à partir des résultats obtenus précédemment à Berkeley et à Chalk-River, est sensiblement la même pour les différents types de diodes. Nous l'exposerons globalement, en différenciant, le cas échéant, certains aspects.

#### Préparation de l'échantillon :

Le monocristal de germanium est d'abord découpé aux dimensions voulues à l'aide d'une scie à roue diamantée sous arrosage. L'échantillon est ensuite poli sur toutes ses faces, pour retirer, d'une part les zones de dislocations créées par la découpe, d'autre part les zones superficielles contaminées au moment de la fusion initiale. En particulier, les cristaux tirés horizontalement en creuset présentent une concentration élevée d'impuretés dans la partie inférieure. Un demi à un mm est ainsi retiré, d'abord par papier abrasif (grain 600) sur touret rotatif, ensuite par polissage manuel sur plaque de verre à l'abrasif type optique (grain  $15\mu$ ). Il est indispensable d'obtenir à ce stade un état de surface parfait ne présentant ni traces, ni rayures; un polissage plus fin (type Diamant) s'est avéré inutile.

#### Diffusion du lithium :

La diffusion du lithium se fait en deux temps : évaporation du lithium sous vide, puis diffusion thermique sous atmosphère neutre.

L'échantillon convenablement poli est soigneusement nettoyé au trichloréthylène (TCE), au méthanol ( $\text{MeOH}$ ) et à l'eau purifiée. L'eau utilisée est déminéralisée, désionisée et tamponnée ( $\text{pH}=7$ ) par passage sur des résines anioniques-cationiques; sa résistivité mesurée à l'abri de l'air est de  $20 \text{ M}\Omega\text{-cm}$ . Par la suite, tous les traitements ou nettoyages se feront avec de l'eau ainsi traitée.

Les détecteurs planaires sont placés sur un four plan comportant un circuit de refroidissement par eau. L'évaporation est faite du haut vers le bas à partir d'un creuset à coupole évitant les projections solides, sous un vide de  $10^{-6}$ . L'enceinte est ensuite mise sous argon et l'échantillon porté à  $425^\circ\text{C}$  en 10 minutes. Après diffusion 5 minutes, celui-ci est rapidement refroidi par circulation d'eau. La température descend en dessous de  $200^\circ\text{C}$  en 1 minute environ. Ce "trempage" permet d'obtenir une zone N à bords raides favorable à de bonnes caractéristiques électriques de la diode N-P.

Pour les détecteurs coaxiaux, l'échantillon posé sur un plateau tournant présente ses différentes faces devant des creusets placés à des hauteurs différentes, ce qui assure une bonne métallisation sur l'ensemble de la surface. Un four bobiné cylindrique est ensuite descendu autour de l'échantillon et la diffusion s'effectue comme précédemment, à  $425^\circ\text{C}$  sous argon. Le refroidissement est libre, légèrement accéléré par une circulation d'argon gaz dans l'enceinte. La température redescend à  $60^\circ\text{C}$  en 20 minutes environ, ceci afin d'éviter les chocs thermiques en volume (refroidissement différent au centre et à la périphérie).

Après diffusion, le surplus de lithium est retiré par un léger polissage et la diode nettoyée à l'eau et au MeOH. Un contrôle de résistivité permet de s'assurer que la zone lithium est homogène et de concentration normale. Un marquage au cuivre donne l'épaisseur effective.

La diode subit alors deux attaques chimiques dans un bain dit "7/2/1" comprenant 7 parts en volume de  $\text{HNO}_3$  à 70%, 2 parts de HF à 50% et 1 part de  $\text{HNO}_3$  fumant - pendant 1 minute à chaque fois. L'attaque est arrêtée par dilution à l'eau, arrosage au MeOH et séchage à l'azote. Les faces N et P sont recouvertes d'eutectique Indium-Gallium (le mélange In-Ga à un point d'eutectique liquide à  $16^\circ\text{C}$ ) pour assurer le contact électrique et la diode est mise en migration.

#### Migration :

Pendant la migration, il faut à la fois maintenir la diode à une certaine température conférant aux ions lithium une mobilité suffisante (température qui doit rester inférieure à celle où le germanium redevient intrinsèque  $\sim 60^\circ\text{C}$ ), et évacuer la chaleur dégagée dans le cristal par le passage du courant. Un procédé commode de régulation en température, proposé par TAVENDALE {1}, consiste à plonger le détecteur dans un liquide ayant un point d'ébullition voisin de la température de migration recherchée. De nombreux liquides organiques ont été proposés ; nous avons utilisé le pentane dont les caractéristiques, à cet égard, ont été déterminées par CAPPELLANI {2}. Il n'a aucune toxicité particulière pour le germanium, un moment dipolaire nul et un point d'ébullition à  $36^\circ\text{C}$ .

Le potentiel appliqué varie selon la tenue en tension des diodes de 200 à 1000 volts, avec une moyenne de 500 volts. Les courants varient de quelques mA pour un détecteur planaire de petite dimension, à quelques ampères pour de grosses coaxiales en fin de migration. La tension est appliquée progressivement en quelques heures, cette précaution étant imposée par la présence possible de non-uniformités dans le profil de la jonction, qui sont rapidement atténuées par la migration.

En cours de migration, attention doit être portée à l'apparition de points chauds (facilement mis en évidence par une ébullition localisée) qui limite considérablement la tension maximale applicable. Nous utilisons un dispositif expérimental original permettant de maintenir la diode dans du pentane de haute pureté en séparant en continu, par distillation selon le principe de l'extracteur de Soxhlet, le pentane dégradé ou oxydé.

Nous avons vu qu'il est nécessaire de régénérer la zone N en cours de migration par chauffage et rediffusion éventuelle de lithium. Ceci peut être nécessaire de 1 à 3 fois pour les diodes épaisses et, systématiquement, en fin de migration. La progression de la zone compensée est contrôlée par marquage au cuivre.

#### Migration à froid :

Comme il a été dit, la migration principale est suivie d'une migration à froid. La diode est immergée dans un bain d'hexane régulé en température. Cette migration commence vers  $0^\circ\text{C}$  sous des tensions de l'ordre de 200 volts et se termine vers  $-10^\circ\text{C}$  sous 1500 volts. Elle peut durer de 24 heures à quatre jours, selon la qualité du cristal. Le contrôle se fait par mesure systématique de la capacité de la diode et par examen de la diminution en courant; la migration est arrêtée lorsqu'on atteint les valeurs limites.

---

{1} - A.J. TAVENDALE and I.L. FOWLER - A.E.C.L. Report n° 2110 (1964)

{2} - F. CAPPELLANI et al. Nucl. Intr. Meth. 37 (1965) 352

#### Mise en cryostat :

A la fin de la migration finale, il y a intérêt à maintenir le moins longtemps possible le détecteur à température ambiante et à procéder aussitôt à sa mise en cryostat.

Après rodage des côtés pour retirer toute impureté qui aurait pu diffuser et nettoyage au TCE, MeOH et à l'eau, la diode subit une attaque chimique 7/2/1, puis, les faces N et P étant protégées par du "scotch" anti-acide, une attaque du type 3 HF/2HNO<sub>3</sub> pendant une minute, arrêtée par dilution au MeOH seulement, puis arrosage MeOH et séchage à l'azote.

Les contacts électriques sont assurés par une fine couche d'eutectique In-Ga et la diode est montée avec précaution dans le cryostat.

Avant refroidissement, on relève la caractéristique I-V de la diode au traceur de courbes pour déceler toute anomalie. La courbe I-V est une première indication des performances du détecteur, mais ne permet que de porter un jugement qualitatif sans préjuger des résultats définitifs. Les conditions expérimentales, telle que la température ambiante, influent en effet considérablement sur la réponse du détecteur testé de cette façon.

Une fois l'équilibre thermique atteint, le détecteur est essayé d'abord en tension, puis en gamma avec une chaîne linéaire classique : préamplificateur (1KeV + 0,02 KeV/pF), amplificateur TENNELEC TC 200, et analyseur LABEN 512 canaux.

Si on considère comme opérationnels les détecteurs planaires avant une résolution inférieure à 3 KeV et les coaxiaux de moins de 4 KeV, les taux de "réussite" sont d'environ 90% et 70% respectivement.

## B I B L I O G R A P H I E

### Ouvrages généraux sur les détecteurs semi-conducteurs :

- I - A. COCHE and G. BERTOLINI  
Semiconductor detectors  
North Holland Publishing Co. Amsterdam (1968)
- II - G. DEARNALEY and D.C. NORTHROP  
Semiconductor Counters for Nuclear Radiations  
E.& F.N. SPON Ltd. London (1966) 2<sup>nd</sup> edition
- III - F.S. GOULDING  
UCRL Report 16231 - Lawrence Radiation Laboratory - Berkeley (1965) -  
Conférences données à Herceg-Novi - Août 1964 -

### REFERENCES :

- 1 - E.M. PELL - Journal of Applied Physics 31 (1960), 291
- 2 - C.S. FULLER - Physical Review 86(1952), 136
- 3 - C.S. FULLER and J.A. DITZENBERGER - Physical Review 91(1953), 193
- 4 - P.E. GIBBONS and P. IREDALE  
Nuclear Instruments and Methods 53(1967), 1
- 5 - E. BALDINGER and W. FRANZEN  
Advances in Electronics and Electron Physics 8(1956), 256
- 6 - W. SHOCKLEY - Solid state electronics 2(1961), 35
- 7 - E. SAKAI - I.E.E.E. - Transactions on Nuclear Science NS 15 n° 1 (1968), 432
- 8 - F.E. EMERY and T.A. RABSON  
I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science NS 13 n° 1 (1966), 48
- 9 - R.H. PEHL, F.S. GOULDING, D.A. LANDIS and H. LENZLINGER  
Nuclear Instruments and Methods 59(1968), 45
- 10 - S.O.W. ANTMAN, D.A. LANDIS and R.H. PEHL  
Nuclear Instruments and Methods 40(1966), 272
- 11 - U. FANO - Physical Review 70(1946), 44 et 72(1947), 26
- 12 - W. VAN ROOSBROECK - Physical Review 139(1965), A 1702
- 13 - R.Y. DESHPANDE - Nuclear Instruments and Methods 57(1967), 125
- 14 - G.D. ALKHAZOV, A.A. VOROBIEV and A.P. KOMAR  
Nuclear Instruments and Methods 48(1967), 1
- 15 - C.A. KLEIN - I.E.E.E. - Transactions on Nuclear Science NS 15 n° 3 (1968) 214
- 16 - R.L. HEATH, W.W. BLACK and J.E. CLINE  
I.E.E.E. - Transactions on Nuclear Science NS 13 n° 3 (1966), 445

- 17 - H.M. MANN, H.R. BILGER and I.S. SHERMAN  
I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science NS 13 n° 3 (1966), 252
- 18 - J.M. PALMS, P. VENUGOPALA RAO and R.E. WOOD  
Nuclear Instrument and Method 64(1968), 310
- 19 - D.V. FRECK and J. WAKEFIELD - Nature 193(1962), 669
- 20 - A.J. TAVENDALE - I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science NS 12 n° 1  
(1965), 255
- 21 - J.B. MOONEY - Nuclear Instruments and Methods - 50(1967), 242
- 22 - G. DEARNALEY, A.G. MARDACRE and B.D. ROGERS - A.E.R.E. - Harwell report  
n° R 5813 (1968)
- 23 - R.H. PEHL, F.S. GOULDING, W.L. HANSEN and R.C. CORDI - Lawrence Rad.Lab.  
Berkeley - UCRL Report n° 19 291 (1969)
- 24 - H. SAVAGE - Journal of Applied Physics 31(1960), 1472
- 25 - S.G. ELLIS - Journal of Applied Physics 26(1955), 1140
- 26 - V.N. VASSILEVSKAYA et E.G. MISSELIUK  
Physique du Corps Solide B n° 2 (1961), 429
- 27 - S. GRANATA et G.M. SCIAVINI  
Energia Nucleare Italia (1959), 267
- 28 - F. CAPPELLANI, W. FUMAGALLI and G. RESTELLI - Nuclear Instruments and  
Methods 37(1965), 352
- 29 - L.B. VALDES - Proceeding of I.R.E. (Feb. 1954), 420
- 30 - A. UHLIR - Bell System Technical Journal Vol. XXXIV (1955), 105
- 31 - R. HENCK, L. STAB, Mme G. LOPES da SILVA, P. SIFFERT and A. COCHE  
I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science NS 13 n° 3 (1966), 245
- 32 - H.L. MALM and I.L. FOWLER - A.E.C.L. Report n° 2504 (1965)
- 33 - A.J. TAVENDALE - Nuclear Electronics (O.E.C.D) Paris (1963), 235
- 34 - A.J. TAVENDALE - I.E.E.E. Transaction on Nuclear Science NS 13 n° 3  
(1966), 315
- 35 - A.J. TAVENDALE - Review of Scientific Instruments 36 n° 8 (1965), 1275
- 36 - R.J. Mc INTYRE - Bull. of. A.P.S. 10(1965), 124
- 37 - W.L. BROWN - Physical Review 91(1953), 518
- 38 - J. LLACER - I.E.E.E. - Transactions on Nuclear Science  
NS 11 n° 3 (1964), 221 et NS 13 n° 1 (1966), 93
- 39 - D.E. DAVIES and P.P. WEBB - I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science  
NS 13 n°1 (1966), 78
- 40 - G. ARMANTROUT - I.E.E.E. - Transactions on Nuclear Science - NS 13 n°1  
(1966), 84
- 41 - A.H. SHER, B.P. PATE, J.F. O'HANLON and R.R. HAERING - Nuclear Instru-  
ments and Methods 53(1967), 341
- 42 - R.C. DEWITT and J.M. KENZIE - I.E.E.E. - Transactions on Nuclear  
Science NS 15 n°3 (1968), 352

- 43 - S. BUHLER and L. MARCUS  
Nuclear Instruments and Methods 50 (1967), 170
- 44 - E. SAKAI, H.L. MALM and I.L. FOWLER  
A.E.C.L. Report n° 2762 (1967)
- 45 - L. MARCUS - Compte-rendu de l'Acad. Sciences - 264(1967), 1279 et  
J. DESCHAMPS, J.C. LESCORNET, L. MARCUS - Revue de Physique Appliquée  
2(1967), 114
- 46 - H. SERGOLLE, G. ALBOUY, J. BOULOUMIE, J.M. LAGRANGE, L. MARCUS et  
M. PAUTRAT - Journal de Physique 28(1967), 383
- 47 - J.M. LAGRANGE, G. ALBOUY, L. MARCUS, M. PAUTRAT, H. SERGOLLE et  
O. RAHMOUNI - Annales de Physique 2(1967), 141
- 48 - J. LETESSIER, M. CAILLAU, R. FOUCHER et L. MARCUS - Journal de Physique  
- à paraître -
- 49 - R. WILSON - International Conference on Applications of Ion beam to  
semiconductor technology - Grenoble (1967)
- 50 - O. MAYER - Nuclear Instruments and Methods 70(1969), 279 et 290
- 51 - L. ERIKSSON, J.A. DAVIES, N.G.E. JOHANSSON and J.W. MAYER  
Journal of Applied Physics 40 n°2 (1969), 842
- 52 - F. CAPPELLANI and G. RESTELLI - Editors of the Proceedings of the  
Meeting on special techniques and materials for semi-conductor detectors.  
Ispra 1968 -Published by EURATOM Brussels (1969).
- 53 - P. RADVANYI et al. I.P.N. Orsay - Communication privée
- 54 - R.H. PEHL, D.A. LANDIS and F.S. GOULDING  
Physics Letters 19(1965), 495 et U.C.R.L. Report n° 16 722 (1966)
- 55 - F.E. BERTRAND, R.W. PEELLE, T.A. LOVE , R.J. FOX, N.W. HILL and H.A.TODD  
I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science NS 13 n° 3 (1966), 279
- 56 - C.R. GRUHN, T. KUO, B. GOTTSCHALK, S. KANNENBERG and N.S. WALL  
Physics Letters 24 B (1967), 266
- 57 - Y.S. HOROWITZ and N.K. SHERMAN  
Canadian Journal of Physics 45(1967), 3265
- 58 - J.B. BALL - Oak Ridge Nat. Lab. Report ORNL 3311/UC.34 (1963)
- 59 - F.E. BERTRAND - Thèse - Oak Ridge Nat. Lab.  
O.R.N.L. Report n° 4274/UC 34
- 60 - JOHNSTON, SERVICE and SWENSON  
I.R.E. Transaction on Nuclear Science NS 5 n° 3 (1958)
- 61 - M.Q. MAKINO, C.N. WADDELL and R.M. EISBERG  
Nuclear Instruments and Methods 60(1968), 109
- 62 - R. EISBERG, S. MAYO and W. SCHIMMERLING  
Nuclear Instruments and Methods 21(1963), 232
- 63 - Y.S. HOROWITZ, N.K. SHERMAN and R.E. BELL  
Nuclear Physics A 134 (1969), 577
- 64 - B. ANCKER-JOHNSON "Plasmas in semi-conductors and semi-metals" in semi-  
conductors and semi-metals - Vol. I, ed. by R.K. WILLARDSON and  
A.C. BEER - New-York Academic Press (1966), 379

- 65 - G.L. MILLER, W.L. BROWN, P.F. DONOVAN and J.M. MACKINTOSH  
I.R.E. Transaction on Nuclear Science NS 7 n° 2-3 (1960), 185
- 66 - H. MEYER - I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science NS 13 n° 3 (1966), 180
- 67 - O. MEYER and H.J. LANGMANN  
Nuclear Instruments and Methods 34(1965), 77
- 68 - A. ALBERIGI-QUARANTA, A. TARONI and G. ZANARINI  
I.E.E.E. Transaction on Nuclear Science NS 15 n°3 (1968), 373
- 69 - P.A. TOVE and W. SEIBT  
Nuclear Instruments and Methods 51(1967), 261
- 70 - G.L. MILLER and W.M. GIBSON  
International Conference on Nuclear Electronics I.A.E.A. Belgrade (1961)
- 71 - W. SHOCKLEY and W.T. READ  
Physical Review 87 (1952), 835
- 72 - R.B. DAY; G. DEARBALY and J.M. PALMS  
I.E.E.E. Transaction on Nuclear Science NS 14 n°1 (1967), 487
- 73 - V.L. BONCH-BRUEVICH and E.G. LANDSBERG  
Physical Status Solids 29(1968), 9
- 74 - K.J. SCHELL and K.NIENHUIS in {52} p. 37
- 75 - R.H. BUBE - Photoconductivity of Solids J. WILEY and Sons (1960)
- 76 - B. TATISCHEFF - Thèse de Doctorat - Université de Paris - Faculté d'Orsay 1966
- 77 - D. BACHELIER - I.P.N. Orsay - Communication privée.
- 78 - D.F. MEASDAY - Nuclear Instruments and Methods 34(1964), 353
- 79 - G. DUHAMEL - Thèse de 3ème cycle - Faculté d'Orsay - 1970.
- 80 - E.L. PETERSEN - Nuclear Physics A 102 (1967) 145
- 81 - F. HINTERBERGER et al. Nuclear Physics A 115 (1968) 570
- 82 - V. GILLET and N. VINH MAU - Nuclear Physics 54 (1964) 321
- 83 - F. AJZENBERG-SELOVE and T. LAURITSEN - Nuclear Physics A 114(1968) 1
- 84 - K. STRAUCH and F. TITUS - Physical Review 103 (1956) 200
- 85 - MARK, PORTNER and MOORE - Canad. Journal. Phys. 44 (1966) 2961
- 86 - J. McL. EMMERSON et al. Nuclear Physics 77 (1966) 305
- 87 - J.C. JACMART - Thèse de Doctorat - Université de Paris-Orsay - 1964
- 88 - D. HASSELGREN - Nuclear Physics 69 (1965) 81
- 89 - G.R. SATCHLER - Nuclear Physics A 100 (1967) 481
- 90 - A. JOHANSSON et al. Internat. Nuclear Physics Conf. Gatlinburg 1966 - Academic Press p. 63
- 91 - N. VINH MAU and G.E. BROWN - Physics Letters 1 (1962) 36  
N. VINH MAU and G.E. BROWN - Nuclear Physics 29(1962) 89  
N. VINH MAU - Thèse de Doctorat - Université de Paris-Orsay - 1963

- 92 - H. WILLMES et al. Bull. Amer. Phys. Soc. 10 (1965) 525
- 93 - E.A. SANDERSON - Nuclear Physics 35 (1962) 557
- 94 - J.C. JACMART et al. Physics Letters 8(1964) 269
- 95 - Nuclear Data Sheets - Nat. Acad. Sciences and Nat. Research council  
1961 (compiled by AJZENBERG-SELOVE and LAURITSEN)
- 96 - S.T. BUTLER - Proceed. Roy. Soc. A 208 (1951) 559
- 97 - T.J. YULE and W. HAEBERLI - Nuclear Physics A 117 (1968) 1
- 98 - S.A. HJORTH, J.X. SALADIN and G.R. SATCHLER  
Physical Review 138 (65) B 1425
- 99 - L.L. LEE and J.P. SCHIFFER - Physical Review 136 (1964) B 405
- 100 - J.P. SCHIFFER et al. - Physical Review 147 (1966) 825
- 101 - C.A. PEARSON and M. COZ - Nuclear Physics 82 (1966) 533 et 82 (1966) 545
- 102 - C.A. PEARSON and J.C. WILCOTT - Physical Review 181 (1969) 1477
- 103 - T.Y. LI and S.K. MARK - Canadian Journal of Physics 47 (1969) 257
- 104 - D. BACHELIER et al. Nuclear Physics A 126 (1969) 60
- 105 - J.P. SCHIFFER et al. Physical Review 164(1967) 1274
- 106 - R. VAN DANTZIG and L.A. CH. KOERTS - Nuclear Physics 48 (1963) 177
- 107 - R. VAN DANTZIG and W. TOBOCMAN - Physical Review 136 (1964) B 1682
- 108 - N.S. CHANT, P.S. FISHER and D.K. SCOTT  
Nuclear Physics A 99 (1967) 669
- 109 - R.H. BASSEL, R.M. DRISKO and G.R. SATCHLER - O.R.N.L. Report 3240 (1962)
- 110 - M. CHABRE, D.L. HENDRIE, H.G. PUGH and C. DETRAZ -  
Bull. Amer. Phys. Soc. 11 (1966) 317  
et M. CHABRE, D.L. HENDRIE and H.G. PUGH - Non publié
- 111 - C. DETRAZ et al. Physics Letters 22 (1966) 638
- 112 - M. GAILLARD et al. Nuclear Physics A 119 (1968) 161
- 113 - J.C. HIEBERT, E. NEWMAN and R.H. BASSEL  
Physical Review 154 (1967) 898
- 114 - Y. DUPONT and M. CHABRE - Physics Letters 26B (1968) 362



## DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

ORSAY

~~Paris~~ le 16 FEVRIER 1970.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,



*G. Poitou*

G. POITOU.

~~Vu~~

~~et Doyen d'Université :~~

~~Le Recteur de l'Université~~

~~de Paris~~





